وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA

جـامعة بـاجـي مـخـتار
عنــابة



Année 2018

Faculté des Sciences
Département de Physique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCE

Thème :

Etude des propriétés spectrales des réseaux de Bragg pour codeurs/décodeurs optiques

Option : Matière et Rayonnement

Présentée par

Mlle **CHETTOUH Saida**

DIRECTEUR DE THESE :	EL AKRMI Abdessetar	Professeur	U. Badji Mokhtar, Annaba
Co-Encadreur :	HAMAIZI Yamina	Professeur	U. Badji Mokhtar, Annaba

Devant le jury :

Président :	TRIKI Houria	Professeur	U. Badji Mokhtar, Annaba
Examinateur :	BOUZID Samia	Professeur	U. Mentouri Constantine
	SID Abdelaziz	Professeur	U. Hadj Lakhdar Batna
	AOUACHRIA Mekki	Professeur	U. Hadj Lakhdar Batna

Remerciements

Je voudrais tout d'abord exprimer ma reconnaissance envers mon directeur de thèse, Professeur Abdessetar El AKRMI, pour le sujet de recherche très intéressant qu'il m'a proposée, pour sa disponibilité et le temps qu'il m'a accordé tout au long de ces années, pour son soutien lors de la préparation de cette thèse, pour ses explications très claires et précises, pour sa patience et sa gentillesse. Je lui suis profondément reconnaissante pour tout ce qu'il m'a appris.

Je remercie à Professeur Yamina HAMAIZI qui a Co-encadré cette thèse, pour ses conseils, pour ses encouragements et sa gentillesse tout au long de ces années.

Je remercie chaleureusement Professeur Houria TRIKI d'avoir accepté le rôle de présider le jury de cette thèse, pour sa rare disponibilité. J'aurai toujours la plus grande admiration pour sa vision claire, sa puissance technique, son expérience et ses connaissances dans le domaine d'Optique Non Linéaire. De plus, j'ai pu voir comment ses idées naissaient, observer et apprendre son attitude et sa manière de réfléchir à un problème mathématique.

Je remercie Professeur Samia BOUZID de l'université de Constantine, Professeur Abdelaziz SID et Professeur Mekki AOUCHRIA de l'université de Batna qui m'ont fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse. Je leur suis reconnaissante pour leur lecture attentive et pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ma thèse.

Merci à mes sœurs en physique, Salima BACHA, Fahima SEHAB et Messouda KERBOUCHE pour leurs conseils, encouragements et gentillesse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et affection à mes parents, à mes sœurs et mes frères. Merci pour leurs amours, leurs encouragements permanents.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le cadre des réseaux de l'étude des réseaux de télécommunications optiques à ultra-haut débit utilisant des impulsions ultracourtes de durée de quelques femtosecondes.

Dans une première partie, nous nous sommes intéressés à la technique d'accès multiple par répartition de code. Dans ce contexte, notre contribution s'est limitée au bon fonctionnement d'un système d'encodage temporel tout-optique pour l'accès multiple utilisant des réseaux de Bragg. Ceci nous a conduits à analyser en détail, en fonction des différents paramètres physiques, l'optimisation des performances des différents réseaux de Bragg utilisés dans le codage et décodage de l'information. Donc, l'évaluation de l'impact de la désadaptation entre les paramètres des codeurs-décodeurs montre que les sources de bruits dans les systèmes de transmission ne sont pas les seules en cause dans la dégradation de leurs performances.

En plus, pour corriger l'accumulation de la dispersion et les non-linéarités dans les systèmes de communications longues distances, une nouvelle structure d'un réseau de Bragg ayant un chirp non linéaire avec une gaine de profil sinusoïdale soumis à une déformation axiale, est présentée. L'analyse de l'effet de ses différents paramètres physiques sur la performance des systèmes de transmission optiques montre que celui-ci peut être utilisé pour la correction de la dispersion linéaire et quadratique à la fois.

Dans une deuxième partie de ce travail, nous avons étudié les propriétés de propagation des solitons optiques dans une fibre fortement non linéaire et fortement dispersive dans le cadre de l'équation de Schrödinger non linéaire étendue avec les termes de dispersion de troisième et quatrième ordre et en présence des effets d'auto raidissement, de shift de fréquence due à la diffusion Raman stimulée, et les non linéarités cubique et quintique. En adoptant une solution d'amplitude complexe, exprimée sous la forme d'un produit entre les deux ondes solitaires brillante et noire, on obtient des solutions exactes ayant la forme d'un soliton dipôle. Les conditions sur les paramètres du système pour l'existence de ces structures localisées sont également présentées. La solution obtenue existe, celle-ci est due à un équilibre parfait entre des effets linéaires et non linéaires de natures différentes. Des résultats numériques décrivant l'évolution des solitons sont également présentés.

Mots-clés: Réseaux de Bragg; Chirp non-linéaire; Réflexion; Temps de retard; Dispersion; Soliton dipôle; Effet Kerr.

Abstract

This work is part of ultra-high-speed optical telecommunications networks using ultra-short pulses of the order of femto seconds.

In a first part, we are interested in the code division multiple access technique. In this context, our contribution was limited to the proper functioning of an all-optical time encoding system for multiple access using Bragg gratings. This led us to analyze in detail, according to the different physical parameters, the optimization of the performances of the different Bragg gratings used in the coding and decoding of the information. Therefore, the evaluation of the impact of the mismatch between the parameters of the incoder-decoder shows that the sources of noise in the transmission systems are not the only ones involved in the degradation of their performances.

In addition, to correct the accumulation of dispersion and nonlinearities in long-distance communication systems, a new structure of a Bragg grating having a nonlinear chirp with a sinusoidal profile subjected to axial deformation, is presented. The analysis of the effect of its different physical parameters on the performance of optical transmission systems shows that it can be used for the correction of linear and quadratic dispersion at the same time.

In a second part of this work, we have studied the propagation properties of optical solitons in a highly nonlinear and highly dispersive fiber in the context of the extended nonlinear Schrödinger equation with the third and fourth order dispersion terms and in the presence of self-steepening pulses effects, frequency shift due to stimulated Raman scattering, and cubic and quintic nonlinearities. By adopting a solution of complex amplitude, expressed in the form of a product between the two brilliant and dark solitary waves, we obtain exact solutions in the form of a soliton dipole. The conditions on the system parameters for the existence of these localized structures are also presented. The solution obtained exists, it is due to a perfect balance between linear and non-linear effects of different natures. Numerical results describing the evolution of solitons are also presented.

Keywords: Fiber Bragg gratings; Nonlinear chirp; Reflexion; Time delay; Dispersion; Dipole soliton; Kerr law.

الملخص

هذا العمل هو جزء من شبكات الاتصالات البصرية فائقة السرعة التي تستخدم نبضات قصيرة جدًا من ترتيب فيمتو ثانية.

في الجزء الأول من هذا العمل، اهتممنا بتقنية الوصول المتعدد بتقسيم الشفرة. في هذا السياق ، اقتصرت مساهمتنا على الأداء السليم لنظام التشفير الزمني البصري المتعدد شبكات براغ الليفية. لقد قادنا هذا البحث إلى التحليل المفصل، وفقا للمعلمات الفيزيائية المختلفة، للحصول على الأداء الحسن لمختلف شبكات Bragg المستخدمة في الترميز وفك شفرة المعلومات. لذا تم تقييم أثر عدم التطابق بين المعلمات لشبكات الترميز وفك الشفرة يدل على أن مصادر الضوضاء في أنظمة الإرسال ليست هي الوحيدة التي تشارك في تدهور الأداء.

وبالإضافة إلى ذلك، ولتصحيح تراكم التشتت واللاخطية في نظم الاتصالات لمسافات طويلة، ادخلنا هيكلا جديدا لشبكة براغ يتميز بتقزز غير خطي مع غمد جيبي ومعرض لإجهاد محوري. يبين تحليل تأثير مختلف المعلمات الفيزيائية لهذه البنية على أداء أنظمة الإرسال البصرية أنه يمكن استخدامه لتصحيح التشتت الخطي والتشتت التربيعي في ان واحد.

في الجزء الثاني من هذه الدراسة، درسنا خصائص انتشار الموجات المنعزلة في الألياف شديدة اللاخطية والتشتت في سياق معادلة شرودنغر الغير خطية مع أحكام النظام الثالث والرابع التشتت و في وجود مفعول التقوية الذاتية للنبضات الضوئية، وتغير التردد بسبب تحفيز تشتت رامان، واللاخطية التكعيبية والخماسية. من خلال اعتماد حل السعة المعقدة، مشكل بين اثنين من الموجات الانفرادية المشرقة والمظلمة تم الحصول على حلول دقيقة على شكل موجة منعزلة ثنائية القطب. كما تم عرض الشروط الخاصة بمعلمات النظام لوجود هذه الهياكل المحلية. ان الحل الذي تم الحصول عليه موجود ويرجع ذلك إلى وجود توازن مثالي بين التأثيرات الخطية وغير الخطية مختلف الطبيعة. كما ان النتائج العددية للمحاكات والتي تصف تطور الموجات المنعزلة قد تم عرضها أيضا.

كلمات البحث: شبكات براغ الليفية، تقزز غير خطي، الانعكاس، تأخير الوقت، التشتت، موجة منعزلة ثنائية القطب، تأثير كير

Table des matières

Chapitre 2 : les réseaux de Bragg

Chapitre 3: Optimisation des codeurs/décodeurs à réseau de Bragg

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction Générale

Il y a peu de temps que les systèmes numériques les plus rapides ont atteint un débit de 270 Mbits/s pour la transmission de l'information. De nouvelles technologies liées au développement du multimédia, notamment concernant le besoin d'un débit de transmission d'informations plus élevé et une alternative au câble coaxial, sont parus en raison des pertes trop élevées et des performances limitées. Les chercheurs sur les nouveaux matériaux ont ouvert la facilité de transporter un signal optique dans une fibre de verre avec des pertes inférieures à 20dB/km. Avec l'évolution de la recherche à l'échelle mondiale, les pertes sont actuellement de l'ordre de 0.2dB/km, avoisinant la limite théorique attendue pour la silice. En ce sens, les fibres optiques sont devenues un facteur clé pour les transmissions pour de longues et moyennes distances au point de devenir les autoroutes de l'information que nous utilisons aujourd'hui quotidiennement.

Aujourd'hui s'additionnent de nouveaux services multimédia tels que la vidéo haute définition, l'Internet haut débit …, dont les transferts d'information doivent s'effectuer de manière simultanée dans la plupart des cas. La capacité de transport de données est liée aux limites physiques des systèmes de transmission et aux techniques de partage des ressources entre les différents utilisateurs. Ce développement doit préserver les intérêts du grand public et des opérateurs. En ce qui concerne les opérateurs, les systèmes ne doivent être ni complexes ni onéreux afin que le prix de ces services reste à la portée du plus grand nombre. Les opérateurs de réseaux doivent donc simultanément baisser les coûts d'exploitation des réseaux et conserver la diversité et la qualité des services offerts.

Pour l'obtention d'une densification du trafic des données sur les réseaux de télécommunications, des techniques d'accès multiple, comme l'accès par répartition de temps (TDMA), l'accès multiple par répartition de fréquences (FDMA), le multiplexage par longueur d'onde (WDM), et aussi l'accès multiple par répartition de code (CDMA) ont été mises au point. Durant les dix dernières années, le CDMA a suscité l'intérêt des scientifiques dans le domaine des télécommunications en raison de ses nombreux avantages. L'utilisation de séquences d'étalement comme codes permettant de distinguer les différents utilisateurs donne, de plus, l'avantage d'exploiter simultanément l'ensemble de la bande de fréquence et des intervalles de temps. Il en résulte donc une meilleure gestion des ressources disponibles. Les études liées à la transposition des techniques CDMA dans les systèmes de communications optiques voulant profiter de la très large bande passante disponible sur le canal optique, ont permis l'intégration de nouveaux composants optiques permettant a priori de réduire le coût et la complexité des systèmes de transmission. Les études de configuration

de transmission ″tout-optique″ ont débouché sur des implémentations de systèmes de codage et de décodage utilisant des composants optiques. En effet, plusieurs composants passifs et actifs à base de fibres optiques ont été développés ces dernières années. Parmi ces composants, on trouve les réseaux de Bragg à fibre (FBGs). La technologie des réseaux de Bragg et leur faible coût de fabrication permet de les intégrer facilement dans les futurs systèmes OCDMA. En utilisant les propriétés de réflexion et de transmission des réseaux de Bragg, on peut générer des mots de codes optiques unipolaires et bipolaires dans le domaine temporel, fréquentiel voire bi-dimensionnel.

Dans une fibre optique, le signal optique subit des altérations tant au niveau de sa composition que de sa structure et sa puissance. Cependant, le débit de cette liaison est limité par plusieurs contraintes, comme la rapidité de l'aiguillage du modulateur à l'entrée, la rapidité du détecteur à la sortie, les pertes et les effets de la dispersion dans la fibre, qui dégradent le signal et augmentent la probabilité d'erreur lors de la détection. La dispersion chromatique et la dispersion des modes de polarisation (PMD) sont les effets dispersifs entraînant la réduction de la capacité du transport de l'information par l'élargissement de l'impulsion émise dans les réseaux numériques ou bien par la distorsion des signaux transmis dans les systèmes analogiques. Les effets non linéaires et toutes les interactions possibles peuvent venir s'ajouter avec les effets cités précédemment. Les effets non linéaires trouvent leurs origines au sein même de la matière et dépendent exclusivement des signaux optiques injectés dans la fibre. Mais les points noirs des communications optiques ont étés clarifiés par la découverte du soliton optique par Hasegawa et Tappert en 1973. Ainsi, les chercheurs et les industriels sont arrivés à faire propager une impulsion sans déformation à la vitesse de la lumière, sur de très longues distances et avec une large bande passante. Qualitativement, la forme de leur enveloppe temporelle fait que la dispersion de la vitesse de groupe est exactement compensée par la non linéarité Kerr de la silice. L'enjeu est donc de construire des systèmes qui, comme un soliton contrebalançant la dispersion chromatique par les effets non linéaires, apportent un certain équilibre aux impulsions optiques à travers les différents effets accompagnant leur propagation.

Ce travail présente une contribution au développement d'un système CDMA optique se basant sur la technologie des réseaux photo inscrits dans la fibre optique, pour les futurs réseaux d'accès haut débit en associant les différentes contraintes, performances et coût de réalisation.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré en premier lieu à l'étude de la propagation de la lumière dans les fibres optiques et l'influence des effets dispersifs sur la dynamique de la propagation non linéaire des impulsions. Notamment l'équation de Schrödinger non linéaire qui gouverne l'évolution du champ électrique comme une onde porteuse de l'information, lors de sa propagation dans une fibre optique est présentée. Ensuite, un rappel sur les différentes techniques de multiplexages d'accès multiple sera présenté et en particulier le développement de la technique CDMA en optique. Les différentes possibilités d'implantation de la technique aux systèmes optiques sont également données.

Le deuxième chapitre présente des généralités sur le réseau de Bragg. Ce dernier est considéré comme une perturbation qui va modifier la façon dont se propage la lumière dans la fibre optique. Nous détaillerons dans la suite la méthode mathématique utilisée pour le calcul du spectre transmis par la théorie des modes couplés. On introduit également l'utilisation de fonctions d'apodisation qui permettent d'optimiser la réponse spectrale du réseau de Bragg.

Le troisième chapitre sera consacré à l'ensemble des résultats de simulation obtenus en fonction de leurs paramètres physiques pour l'optimisation des performances des différents réseaux de Bragg. L'étude de l'impact des différents paramètres physique sur les réponses spectrales des codeurs et décodeurs et par conséquent sur les performances du système est aussi rapportée.

Le dernier chapitre sera totalement consacré aux différents résultats de nos calculs théoriques qui traitent la dynamique de propagation non linéaire dans un système plus compliqué ou les impulsions ont été gouvernés par l'équation de Schrödinger non linéaire en régimes femtoseconde extensible à des termes d'ordre élevé des non linéarités cubique et quintique ainsi que la dispersion de quatrième ordre. Notre étude a été effectuée à l'aide de la méthode de l'amplitude complexe, où la solution s'écrit sous la forme d'un produit de deux amplitudes correspondantes aux solitons brillant et noir.

Et finalement, une conclusion générale et quelques perspectives clôtureront ce travail.

Propagation des impulsions lumineuses dans une fibre optique

I.1. Introduction

Les fibres optiques sont le support le plus couramment utilisé comme moyen de transmission dans les systèmes de télécommunications. On peut actuellement transporter de la lumière, c'est-à-dire de l'information, sur de très longues distances avec très peu de pertes (0.2 dB/km à 1.55 µm) [1,2]. Avec le développement rapide des nouvelles technologies de l'information, la fibre optique est capable de transmettre des informations, codées par des variations d'intensité du signal lumineux, entre deux lieux distants de plusieurs centaines, voire milliers, de kilomètres [3]. En permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors inexplorés, le développement des fibres optiques a constitué l'élément clef de la révolution des télécommunications optiques [4].

Les réseaux passifs optiques en offrant une bande passante suffisante répondent à tel besoin [5,6]. La topologie de ce type de réseau conduit à s'intéresser aux techniques d'accès multiple bien connues en télécommunications mobiles comme techniques de partage de ressources entre différents utilisateurs. Le partage des ressources optiques en bande passante obéit à trois schémas hérités des techniques radiofréquences dans lesquelles le partage se fait en fréquence, en temps ou par code.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter des rappels sur la fibre optique. Par la suite, nous présentons l'étude de la propagation du signal lumineux dans la fibre optique. Ainsi que les effets associés à la propagation de la lumière au sien de celle-ci. Enfin, nous présentons les différentes techniques d'accès multiple utilisées dans les systèmes de télécommunication optique.

I.2. Généralités sur les fibres optiques

Une fibre optique est un mince filament cylindrique en verre (silice) (de diamètre 250µm avec son revêtement primaire) qui a la propriété d'être un conducteur de la lumière et sert dans les transmissions terrestres et océaniques.

Les fibres optiques comportent un cœur de diamètre allant de 10 à 50µm, et une gaine de diamètre extérieur de l'ordre de 125µm avec un indice de réfraction plus faible que celui du cœur de l'ordre de 10^{-3}. La lumière se propage dans le cœur tout le long de la fibre, par réflexions totales successives à l'interface cœur-gaine (lois de Snell-Descartes) [4]. Le tout est protégé par une enveloppe extérieure, comme le montre la figure.1.1, qui représente la structure d'une fibre optique.

Il faut aussi envoyer le signal lumineux avec un angle, par rapport à l'axe de la fibre, inferieur a l'ouverture numérique [7]. Cette dernière représente l'ouverture angulaire limite avant une transmission et une réflexion totale sur le dioptre cœur-gaine de la fibre :

$$ON = \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} \quad (I.1)$$

L'ouverture numérique est autour de 0.1 et 0.2 respectivement pour les fibres monomodes et multimodes.

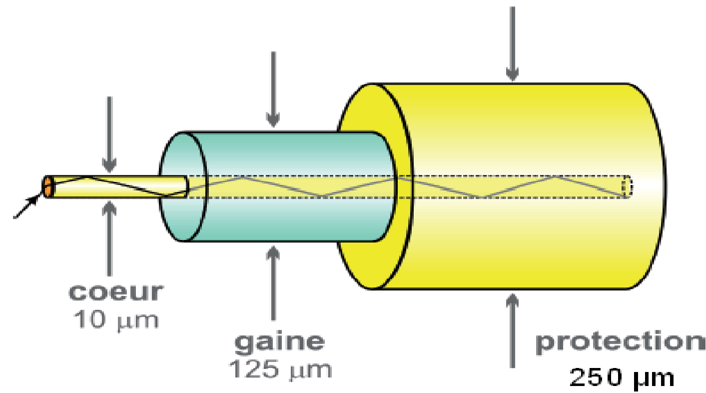


Figure I.1. Schéma d'une structure de la fibre optique.

Il existe deux grandes catégories de fibres optiques :

(i) les fibres monomodes, dites aussi unimodales, dans lesquelles le rayon du cœur est suffisamment faible (de l'ordre de 9~10 microns) pour que l'énergie soit transportée par un seul mode de propagation, appelé mode fondamental [11, 12].

(ii) les fibres multimodes, appelées également multimodales dont le rayon de cœur est beaucoup plus grand (traditionnellement 50 µm, moins parfois et jusqu'à plusieurs centaines de microns) et où l'énergie est répartie entre de nombreux modes. Cette dernière à donnée naissance à deux familles distinctes les fibres à saut d'indice et les fibre à gradient d'indice [13, 14].

I.2.1. L'atténuation

Quoi que les fibres optiques très performantes, elles introduisent des atténuations (pertes) lors de la propagation du signal. La puissance d'un signal qui se propage dans une fibre optique, s'affaiblit exponentiellement en fonction de la distance de propagation $P(z) = P_{entrée}e^{-\propto z}$ ce qui engendre une réduction de la portée totale, où α est le coefficient d'atténuation qui s'exprime plus généralement en dB/km.

$$\alpha = -\frac{10}{L}\left[\frac{P_{Sortie}}{P_{Entrée}}\right] \quad (I.2)$$

Il existe plusieurs causes d'atténuation dans une fibre optique [15]:

- L'absorption due à l'interaction entre la fréquence de l'onde incidente et celles des vibrations moléculaires comme les ions hydroxydes OH^{-1}, dont le premier harmonique donne un pic d'absorption situé à 1.38 µm qui correspond une atténuation de 60 dB/km. Dans l'ultraviolet, l'absorption est due aux transitions électroniques des impuretés résiduelles.

-La diffusion de Rayleigh due aux fluctuations locales de densité figées pendant le processus de fabrication de la fibre, ou des fluctuations de concentration des dopants, l'atténuation décroît avec la longueur d'onde en $1/\lambda^4$ (loi de Rayleigh). Les pertes par diffusion seront donc minimisées si l'utilisation optique du matériau se fait aux longueurs d'ondes plus élevées, telles que dans l'infrarouge.

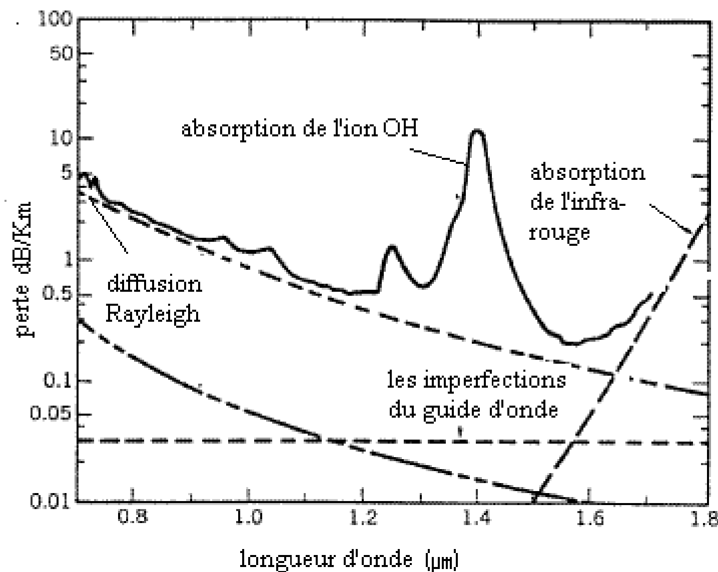


Figure I.2. L'atténuation dans une fibre optique [7].

- perte par courbure d'être un effet plus sensible aux grandes longueurs d'ondes : lorsque la fibre est courbée, une partie de l'énergie lumineuse est réfractée, donc échappe au guidage et se perd dans la gaine.

- perte par micro-courbure ce phénomène intervient, cette fois-ci, lors de la fabrication même de la fibre. Lorsque celle-ci est soumise à des contraintes mécaniques (allongement, écrasement, torsion...), celles-ci provoquent des microdéformations du cœur, entraînant ainsi des pertes de lumière transmise. A peu près indépendantes de la longueur d'ondes, ces pertes augmentent très vite lorsque le diamètre de la fibre diminue (9 µm pour une fibre monomode).

- Enfin, puisque les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueur finie raccordés par des épissures (soudure laser), donc chaque épissure peut provoquer une perte de raccordement.

I.2.2. La dispersion chromatique

C'est le facteur qui limite la portée des lignes de transmission de signaux à haut débit sur de longues distances du fait qu'elle entraîne un élargissement temporal des impulsions émises. Cet élargissement limite le débit de la transmission, la capacité de transfert d'information et la bande passante de la liaison de transmission utilisant la fibre optique.

La dispersion chromatique exprime alors le fait que un rayonnement d'une onde lumineuse se propageant dans un milieu matériel, une interaction se produit entre ce rayonnement et les électrons libres du milieu qui contraint les électrons à osciller à la fréquence du champ. Cet effet se manifeste par une modification de la vitesse de groupe du champ et de l'indice de réfraction du milieu; traduisant la présence des bandes de résonance de la silice qui compose la fibre optique dans l'ultraviolet et l'infrarouge lointain [4]. Loin des résonances du matériau, l'indice de réfraction peut s'exprimer à partir de l'équation de Sellmeier [16] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^{m} \frac{B_j \lambda_j^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \tag{I.3}$$

où λ_j est la longueur d'onde de résonance des électrons de l'atome et B_j est l'amplitude de la $k^{iéme}$ résonance.

L'impulsion composée d'une multitude de composantes spectrales se propageant au sein d'une même fibre subira un étalement temporel. Ce phénomène, non négligeable est un problème majeur dans un système de télécommunication car un chevauchement d'impulsions, soit de l'information à transmettre, peut se produire au bout de quelques kilomètres suivant les propriétés de la fibre optique.

En développant en série de Taylor la constante de propagation $\beta(\omega)$ au voisinage de la fréquence de la porteuse ω_0 la dispersion chromatique est modélisée de façon générale [7]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \cdots \tag{I.4}$$

avec $\beta_0=\beta(\omega_0)$ et $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ et m entier positif

Le terme β_1 représente l'inverse de la vitesse de groupe du mode (ϑ_g) à laquelle l'énergie de l'impulsion se propage:

$$\beta_1 = \left[\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{\vartheta_g} = \frac{1}{c}\left(n + \omega\frac{\partial n}{\partial\omega}\right) \quad (I.5)$$

Et le terme β_2 est le paramètre de la dispersion chromatique d'ordre 2, représente la dépendance de la vitesse de propagation de l'énergie par rapport à la fréquence de l'onde, s'exprime en ps^2/km et est défini par :

$$\beta_2 = \left[\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right]_{\omega=\omega_0} = \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} = \frac{1}{\vartheta_g^2}\frac{\partial\vartheta_g}{\partial\omega} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2}\frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (I.6)$$

Le terme dispersif de seconde ordre (β_2), est directement relié à la dispersion du matériau, exprimé généralement en $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ est donné par la formule:

$$D(\lambda) = \frac{\partial\beta_1}{\partial\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad (I.7)$$

Dans le cas des fibres optiques, chaque mode est guidé dans le cœur de la fibre pour un indice effectif (n_{eff}) vérifiant $n_1 > n_{eff} > n_2$. Ainsi, la dispersion chromatique D_C du mode LP_{ij} est liée à la dispersion du second ordre β_2 et est donnée par :

$$D_C = -\frac{\lambda}{c}\frac{\partial^2 n_{eff}(LP_{ij})}{\partial\lambda^2} \quad (I.8)$$

La dispersion chromatique résulte de l'interaction de deux phénomènes, la dispersion du matériau composant le cœur de la fibre et celle du guide, par approximation du développement de Taylor de la constante de propagation en négligeant des termes croisés.

$$D_C = D_{MAT} + D_{GUID} \quad (I.9)$$

avec

$$\begin{cases} D_{MAT} = D = -\frac{\lambda}{c}\frac{\partial^2 n}{\partial\lambda^2} \\ D_{GUID} = -\frac{\lambda.\Delta n}{v.c}\frac{\partial^2(v.\beta)}{\partial v^2} \end{cases} \quad (I.10)$$

où v: la fréquence normalisée

La dispersion nulle de la fibre en silice à saut d'indice se situe autour de 1300 nm, à cette longueur d'onde un signal optique ne subira pas de déformations liées à la dispersion chromatique ($D(\lambda)=0$), la dispersion du guide est essentiellement dépendante de la géométrie de celui-ci, et ne va modifier que légèrement la longueur d'onde de dispersion nulle [17].

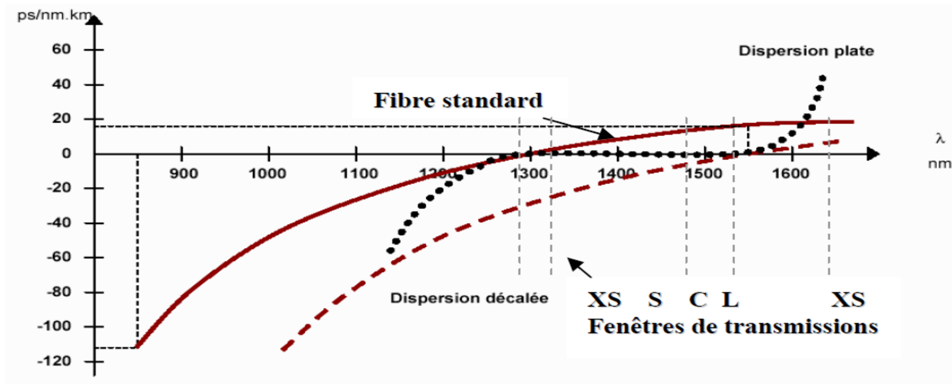


Figure I.3. Graphe de dispersion chromatique [17].

Dans le cas de transmission de données sur de longues distances, la fibre doit présenter une dispersion la plus faible possible (positive ou négative) aux longueurs d'onde télécoms. Elle ne doit pas être nulle pour éviter l'exacerbation d'effets non linéaires, néfastes au transfert de l'information.

La longueur de dispersion L_D c'est l'importante caractéristique du phénomène de dispersion, qui représente la distance à laquelle une impulsion à subit un élargissement, est définie par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \tag{I.11}$$

avec T_0 la largeur à mi-hauteur des impulsions considérées.

Il existe des effets de dispersion d'ordre supérieur limitant le lien optique même avec l'utilisation de fibres standard (SMF). Ceci est dû au fait que la dispersion ne peut jamais être nulle dans toute la région du spectre concentrée autour de la longueur d'onde à dispersion nulle. L'effet de la dispersion d'ordres supérieurs est d'autant plus prononcé que l'impulsion est plus brève (picoseconde et sub-picoseconde), ou encore lorsque la dispersion d'ordre 2 est très faible.

Ces effets sont modélisés par le paramètre S appelé « pente de la dispersion» [7]:

$$S(\lambda) = \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \beta_3 (\frac{2\pi c}{\lambda^2})^2 + \beta_2 (\frac{4\pi c}{\lambda^3}) \tag{I.12}$$

Contrairement à la dispersion d'ordre 2, la dispersion d'ordre 3 provoque une asymétrie des impulsions avec l'apparition d'oscillations sur un des fronts de celles-ci. L'ordre de grandeur de la pente de dispersion chromatique pour une fibre standard SMF28 est de 0,07ps/nm^2.km.

I.2.3. Effet Kerr optique

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu diélectrique, le champ électrique peut induire une importante anisotropie optique au sein du milieu. Ce dernier sera caractérisé par deux indices de réfractions différentes, où les indices se réfèrent à la direction

du champ électrique appliqué, et voit apparaitre un déphasage entre les composantes parallèle et perpendiculaire de son vecteur déplacement électrique $\vec{D}$ et donne naissance à une biréfringence optique dans ce matériau. Ce déphasage est proportionnel au carré du champ appliqué. Si ce champ est de faible intensité devant le champ atomique du matériau et suffisamment éloigné de ses fréquences de résonances, la réponse du milieu se traduit alors par une réponse proportionnelle au champ incident. Nous sommes alors en présence d'une réponse linéaire, c'est-à-dire que la polarisation induite par le champ extérieur possède la même fréquence que le champ qui lui a donné naissance avec une amplitude qui lui est proportionnelle. Par contre dans le cas d'une onde lumineuse intense, la réponse du matériau n'est alors plus simplement proportionnelle au champ initial mais fait intervenir différents harmoniques et sera donc qualifiée de non linéaire [7, 18].

En supposant que la fibre soit isotrope et que le champ électrique initial soit polarisé rectilignement, la polarisation résultant de l'interaction onde-matière peut être développée comme une série de puissances de $\vec{\mathrm{E}}$. Cette série est généralement vue comme la somme de deux contributions : un premier terme dit linéaire $\vec{\mathrm{P}}_L$, car proportionnel au champ incident, et un deuxième terme qualifié de non linéaire $\vec{\mathrm{P}}_{NL}$, car proportionnel à des ordres supérieurs de $\vec{\mathrm{E}}$. La polarisation prend finalement la forme suivante [7, 18] :

$$\vec{\mathrm{E}} = \vec{\mathrm{P}}_L + \vec{\mathrm{P}}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{\mathrm{E}} + \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \, \vec{\mathrm{E}} + \cdots, \qquad (\mathrm{I.13})$$

avec ε_0 la permittivité du vide, $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 1 et 3 de la silice fondue. L'absence du tenseur de susceptibilité d'ordre 2 dans l'équation (I.13), vient de fait que la fibre optique étant composée de silice fondue sous forme d'un verre amorphe, il n'existe pas de direction privilégiée d'orientation des molécules. Par conséquent, les tenseurs de susceptibilité microscopiques d'ordre 2 sont dirigés aléatoirement et se compensent en moyenne, ce qui annule le tenseur de susceptibilité macroscopique$\chi^{(2)}$). Finalement, dans une fibre optique homogène, le tenseur de susceptibilité d'ordre 3 sera à l'origine des effets non linéaires de plus petit ordre.

On peut écrire la relation (I. 13) sous la forme suivante :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} \right] \vec{\mathrm{E}} \qquad (\mathrm{I.14})$$

avec

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \qquad (\mathrm{I.15})$$

D'après l'expression de l'induction électrique

$$\vec{D} = n^2\vec{\mathrm{E}} = \varepsilon_0\vec{\mathrm{E}} + \vec{P} \qquad (\mathrm{I.}16)$$

On voit que l'indice de réfraction est donné par

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \cong {n_0}^2 + 2n_0\Delta n_{NL} \qquad (\mathrm{I.}17)$$

En posant $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$, il vient finalement, qu'à une pulsation ω donnée on a [19, 20] :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2|E|^2 \qquad (\mathrm{I.}18)$$

où le coefficient d'indice de réfraction non linéaire est donné par :

$$n_2 = \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)} \qquad (\mathrm{I.}19)$$

D'après l'équation (I.18), on voit clairement que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la fréquence, tandis que la partie non linéaire engendre une dépendance de l'indice vis-àvis de l'intensité I, phénomène connu sous le nom d'effet Kerr optique [7, 18].

Avec $I = aE^2$ et $a = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c\, n_0$, l'indice de réfraction peut être écrit de la façon suivante :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2^I\, I \qquad (\mathrm{I.}20)$$

avec $n_2^I = \frac{n_2}{a}$

L'effet Kerr optique ou la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'intensité est responsable d'un grand nombre d'effets non-linèaires qu'une onde lumineuse peut induire lors de sa propagation dans une fibre optique [18]. Dans la suite de ce chapitre vont être détaillés ces différents effets.

I.3. Propagation de la lumière dans une fibre optique

La lumière est une onde électromagnétique composée de deux champs: électrique et magnétique, orientés perpendiculairement et se propageant suivant la direction perpendiculaire à leur direction. Dans la fibre, l'étude de la propagation d'une onde lumineuse repose sur la résolution de l'équation d'onde. Cette équation d'onde est établie à partir des équations macroscopiques de Maxwell et des équations constitutives reliant le champ électrique à la polarisation induite.

La propagation est alors décrite, par les équations de Maxwell [19-22] dans les milieux diélectriques (non-magnétiques) en l'absence de toute charge et tout courant :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (I.21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (I.22)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \quad (I.23)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = 0 \quad (I.24)$$

$\vec{E}$ et $\vec{B}$ représentent respectivement les vecteurs du champ électrique et magnétique du milieu, $\vec{D}$ et $\vec{H}$ correspondent aux densités du flux électrique et magnétique.

L'application d'un champ électrique sur le milieu induit l'apparition d'une polarisation. Cette polarisation est reliée au champ électrique par les équations constitutives qui sont :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (I.25)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (I.26)$$

avec ε_0 la permittivité électrique du vide et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

D'après les équations de Maxwell ci-dessus et en y injectant la relation (I.13), on obtient l'équation de propagation relative au champ électrique que l'on appelle encore équation de Helmoltz, soit :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (I.27)$$

Où $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ est la célérité de la lumière dans le vide,

L'évolution du champ électrique dans un milieu optique caractérisé par une faible non linéarité et une forte dispersion tel que la fibre optique est décrit par l'équation de Schrödinger non-linéaire. Cette célèbre équation peut devenir analytiquement soluble mais elle permet surtout une résolution numérique des problèmes de propagation à l'aide de la simulation. L'avantage de cette résolution numérique est qu'elle permet alors une bonne compréhension des différents phénomènes résultant de la propagation. Supposons une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre optique suivant la direction z et possédant un champ électrique $E(z,t)$ dont l'enveloppe est $\psi(z,t)$. Notons ω_0, β_0 sa fréquence et sa constante de propagation successive. L'impulsion prend la forme [23]:

$$E(z,t) = \psi(z,t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (I.28)$$

Nous supposerons ici que l'enveloppe $\psi(z,t)$ varie lentement dans l'espace et dans le temps devant la porteuse ω_0. Sous cette condition, le spectre de l'impulsion ainsi que l'ensemble de ses nombres d'onde sont alors respectivement centrés autour, et proches de ω_0 et β_0 de sorte

que, nous puissions développer le nombre d'onde en série de Taylor autour de β_0 suivant l'équation (I.4). En posant $B = \beta - \beta_0$ et $\Omega = \omega - \omega_0$, nous pouvons réécrire cette équation en une relation de dispersion non linéaire de l'enveloppe comme suit

$$B = \beta_1 \Omega + \frac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + Q|\psi|^2 \qquad (I.29)$$

où $Q = \left(\frac{\partial \beta}{\partial |A|^2}\right)_{|A|=0}$ représente le coefficient de non linéarité qui s'exprime, d'après l'équation (I.28), et sachant que $\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$, comme $Q = n_2 \frac{\omega}{c}$

D'autre part, en utilisant la transformée de Fourier (TF) pour que B équivaut à l'opérateur spatial $\frac{i\partial}{\partial z}$ et Ω à l'opérateur temporel $\frac{i\partial}{\partial t}$, et en appliquant l'équation (I.29) à ψ, nous obtenons l'équation suivante :

$$i\frac{\partial \psi}{\partial z} + i\beta_1 \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + Q|\psi|^2\psi = 0 \qquad (I.30)$$

Finalement, en utilisant un système de coordonnées qui se déplace à la vitesse de groupe $v_g = 1/\beta_1$, pour lequel $\tau = t - \beta_1 z$ et en utilisant la notation conventionnelle du terme non linéaire suivant $\gamma|\psi|^2$ qui s'exprime en m^{-1} avec γ coefficient Kerr non linéaire de la fibre avec $\gamma = Q = \frac{n_2^I \omega_0}{c A_{eff}}$ où A_{eff} est l'aire effective de la fibre optique. Nous obtenons alors, la célèbre équation de Schrödinger non linéaire NLS donnée par [7, 24] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + i\gamma|\psi|^2\psi \qquad (I.31)$$

Cette équation est à la base de nombreux travaux de recherche dans le domaine des Télécoms. L'équation NLS ne tient compte ni des pertes optiques, ni des termes de dispersion et de non linéarité d'ordre supérieur, mais nous verrons par la suite que cette équation peut être généralisée à d'autres effets.

I.4. Les effets liés à la propagation d'onde dans la fibre optique

I.4.1. Effets linéaires

I.4.1.1. Dispersion chromatique d'ordre 2 (GVD)

La propagation d'une onde lumineuse dans un milieu linéaire et dispersif où l'on peut négliger l'impact de la non linéarité peut être modélisée par l'équation (I.31) dans laquelle γ prend une valeur nulle [7, 24] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \qquad (I.32)$$

Cette équation peut être exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial z} = -i\frac{\beta_2 \omega^2}{2}\tilde{\psi} \qquad (I.33)$$

Où $\widetilde{\psi}\ (z,\omega)$ c'est la transformée de Fourier de $\psi(z,t)$

L'équation (I.32) se résout facilement de sorte que :

$$\widetilde{\psi}\ (z,\omega) = \widetilde{\psi}\ (0,\omega) \exp\left(\frac{i\beta_2\omega^2}{2} z\right) \qquad (\text{I}.34)$$

Nous pouvons remarquer ici que le module de $\widetilde{\psi}\ (0,\omega)$ reste constant au cours de la propagation. Cela signifie que la dispersion chromatique d'ordre 2 change la phase des composantes spectrales au cours de la propagation mais ne modifie pas le spectre de l'impulsion qui restera donc constant tout au long de la propagation.

La transformée de Fourier inverse de l'équation (I.34) donne le champ électrique de l'impulsion en fonction de la distance de propagation :

$$\psi(z,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{\psi}\ (0,\omega) \exp\left(\frac{i\beta_2\omega^2}{2} z - i\omega T\right) d\omega \qquad (\text{I}.35)$$

Pour mieux comprendre les effets de la dispersion sur l'évolution temporelle d'une impulsion, étudions l'exemple d'une impulsion gaussienne pour laquelle le champ électrique initial s'écrit:

$$\psi(0,\omega) = \exp\left(-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right) \qquad (\text{I}.36)$$

Où T_0 désigne la demi-largeur à 1/e de l'intensité reliée à sa largeur à mi-hauteur [7]

$$FWHM = 2(ln2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0 \qquad (\text{I}.37)$$

En utilisant l'équation (I.35), il vient qu'à la distance z, le champ électrique s'écrit [7, 24] :

$$\psi(z,T) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0^2 - i\beta_2 z}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \qquad (\text{I}.38)$$

L'équation (I.38) montre que l'impulsion conserve sa forme gaussienne au cours de la propagation tout en s'élargissant. Par conséquent, et ce afin de satisfaire la loi de conservation de l'énergie, sa puissance crête diminue progressivement.

Ainsi que la largeur de l'impulsion gaussienne s'exprime en fonction de la distance de propagation, et ce indépendamment du signe de la dispersion par :

$$T_z(z) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \qquad (\text{I}.39)$$

Où $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ désigne la longueur de dispersion,

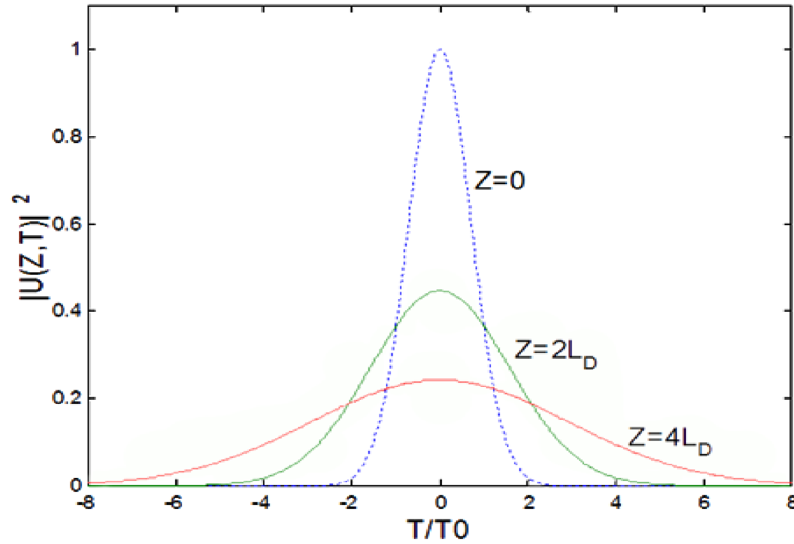


Figure I.4. L'élargissement induit par la dispersion d'ordre 2 (β_2) d'une impulsion gaussienne à l'intérieur d'une fibre à z =0, z=2L$_D$ et z = 4L$_D$, [7].

Nous montrons sur la figure I.4 l'évolution de l'impulsion gaussienne dans une fibre optique pour des différentes distances de propagation. Nous constatons clairement l'élargissement inexorable de l'impulsion qui garde toutefois une forme gaussienne.

Parallèlement, la phase quadratique a évolué suivant la fonction:

$$\phi(z,T) = -\frac{sgn(\beta_2)\left(\frac{z}{L_D}\right)}{1+\left(\frac{z}{L_D}\right)^2}\frac{T^2}{{T_0}^2} + \frac{1}{2}tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right) \qquad (I.40)$$

La fréquence instantanée, c'est-à-dire la dérivée temporelle de la phase, s'écarte donc de la fréquence de la porteuse selon une quantité qui varie linéairement le long de l'impulsion et qui augmente avec la distance de propagation [7, 24].

Dans le cas d'un régime de dispersion anormale $\beta_2 < 0$, les composantes de plus hautes fréquences se déplacent plus vite que les composantes de plus basses fréquences. Au cours de la propagation, les composantes de basses fréquences vont donc s'accumuler sur le front descendant de l'impulsion tandis que les hautes fréquences s'accumuleront sur le front montant. Le front montant de l'impulsion étant alors plus rapide que le front descendant, il s'en suit un élargissement inexorable de l'impulsion.

I.4.1.2. Dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD)

En effet, lorsque la longueur d'onde du signal est proche du zéro de dispersion de la fibre optique ($\beta_2 \cong 0$), ou si l'impulsion possède un spectre très large, par exemple pour une durée d'impulsion relativement courte (FWHM<1ps), le terme de dispersion chromatique

d'ordre 2 ne peut alors plus être considéré comme constant le long du spectre des impulsions. Il devient alors nécessaire d'inclure le terme correspondant à β_3. Ce terme s'inclut aisément dans l'équation de Schrödinger non linéaire puisqu'il correspond à un terme d'ordre supérieur dans le développement de Taylor de la constante de propagation exprimé par l'équation (1.4). Tenant compte de cet effet, l'équation (1.32) devient [7]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + i\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3\psi}{\partial t^3} \qquad (\text{I}.41)$$

Cette équation peut être résolue de manière analytique pour donner le champ de l'impulsion en fonction de la distance de propagation par :

$$\psi(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{\psi}\,(0,\omega)\exp\left(\frac{i\beta_2\omega^2}{2}z + \frac{i\beta_3\omega^3}{6}z - i\omega t\right)d\omega \qquad (\text{I}.42)$$

Cette équation (I.32) montre que les dispersions chromatiques d'ordre 2 et d'ordre 3 changent uniquement la phase des composantes spectrales mais ne modifient pas le spectre de l'impulsion au cours de sa propagation.

I.4.1.3. Dispersion de mode de polarisation

La polarisation est une propriété relative à la nature vibratoire de la lumière. Dans une fibre optique, la lumière est une combinaison de deux vibrations de directions perpendiculaires. Des imperfections comme les pressions latérales asymétriques, les changements de diamètre et de forme de cœur de fibre, etc.., créent la biréfringence qui se traduit en une différence entre les indices de réfraction effectifs des deux modes (orthogonaux). Il se crée deux directions de polarisation, l'une dite rapide et l'autre lente [25].

La biréfringence peut changer l'état de polarisation de la lumière quand elle traverse la fibre à cause les deux modes orthogonaux se propagent à différentes vitesses. Ce qui conduit à un retard de phase entre les deux états de polarisation [26] (figure I.5). Cet effet est appelé la PMD ou la dispersion de mode de polarisation. La période de cette variation est connue sous le nom de la longueur du battement L_b qui s'écrit sous la forme suivante [25]:

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n} \qquad (\text{I}.43)$$

où Δn est la différence d'indice effectif des états de polarisation engendrant une différence des temps de propagation des deux ondes voyageant à travers les deux modes de polarisation.

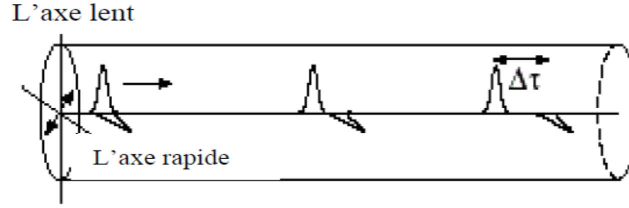


Figure I.5. La division de l'impulsion due à la biréfringence [25].

Pour les fibres monomodes standards, Δn est généralement de l'ordre de 10^{-7}, ce qui donne une longueur de battement d'autour de 15 m à la longueur d'onde 1550 nm [27]. L'état de la polarisation à la sortie de la fibre est donnée par la relation [25]

$$\Delta\tau = \frac{d\Delta\beta}{d\omega} L \qquad (I.44)$$

I.4.2. Effets non linéaires

I.4.2.1. Auto-modulation de la phase (SPM)

Sous une forte intensité de champ, la variation de l'indice de réfraction entraîne un déphasage temporel supplémentaire; cet effet est appelé auto-modulation de phase (SPM pour «Self-Phase Modulation»). L'auto-modulation de la phase se traduit par l'accumulation d'une phase non linéaire générée au cours de la propagation et qui va engendrer un élargissement du spectre des impulsions [7, 24]. La propagation d'une onde lumineuse dans un milieu non linéaire et non dispersif peut être définie comme dans l'équation Schrödinger non linéaire (I.31) dans laquelle β_2 est nul, dans ces conditions l'équation se traduit par:

$$\frac{\partial\vec{\psi}}{\partial z} = i\gamma\left|\vec{\psi}\right|^2\vec{\psi} \qquad (I.45)$$

La solution de cette équation prend alors la forme suivante:

$$\psi(L,T) = \psi(0,T)exp[i\emptyset_{NL}(L,T)] \qquad (I.46)$$

où ψ (0 , T) est l'amplitude du champ à z = 0 et la phase non linéaire est exprimée par :

$$\Phi_{NL}(L,T) = |\psi(0,T)|^2\left(L_{eff}/L_{NL}\right) \qquad (I.47)$$

avec la longueur effective est $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$, α représente les pertes de fibres et la longueur non linéaire est $L_{NL} = 1/\gamma P_0$.

L'équation (I.46) montre que SPM entraîne un décalage de phase dépendant de l'intensité mais le profil d'intensité n'est pas modifié. La phase non linéaire $\emptyset_{NL}$ dans l'équation (I.47)

augmente linéairement avec la distance de propagation. La quantité L_{eff} joue le rôle d'une longueur efficace qui est inférieure à L en raison des pertes de fibres. En l'absence des pertes ($\alpha = 0$) et $L_{eff} = L$, le décalage de phase maximale se produit au centre d'impulsions situé à T = 0 tel que $|\psi(0,0)| = 1$, il est donné par:

$$\Phi_{max} = \gamma P_0 L_{eff} \qquad (I.48)$$

Comme la phase non linéaire varie temporellement, la fréquence instantanée varie également le long de l'impulsion. Cette variation est issue de la génération de photons de fréquences inférieures à celle de la porteuse ω_0 au niveau du front montant de l'impulsion lumineuse et de fréquences supérieures à ω_0 sur le front descendant de l'impulsion. L'impulsion subit un glissement de fréquence plus communément appelé 'Chirp', illustré sur la figure (I.6). Le 'chirp' est défini par [7, 24]:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial \Phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial|\psi(0,t)|^2}{\partial T} \qquad (I.49)$$

L'élargissement spectral dépend de la forme de l'impulsion. Considérons, par exemple, le cas d'une impulsion super-gaussienne avec le champ incident $\psi(0,T) = exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right]$, Le chirp induit par SPM est:

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0}\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \qquad (I.50)$$

La figure I.6 montre la variation du décalage de phase non linéaire Φ_{NL} et du chirp de fréquence induite $\delta\omega$ à $L_{eff} = L_{NL}$ dans les cas d'une impulsion gaussienne (m = 1) et d'une impulsion super-gaussienne (m = 3). La phase Φ_{NL} est directement proportionnel à $|\psi(0,T)|^2$ dans l'équation (I.47), sa variation temporelle est identique à celle de l'intensité de l'impulsion. La variation temporelle du chirp induit $\delta\omega$ présente plusieurs caractéristiques intéressantes. Tout d'abord, $\delta\omega$ est négatif près des basses fréquences (décalage rouge) et devient positif près des hautes fréquences (changement bleu) de l'impulsion. Deuxièmement, le chirp est linéaire et positif (up-chirp) sur une grande région centrale de la pulsation gaussienne. Troisièmement, les impulsions super gaussiennes se comportent différemment que les impulsions gaussiennes car le chirp se produit uniquement à proximité des bords d'impulsion et ne varie pas de manière linéaire.

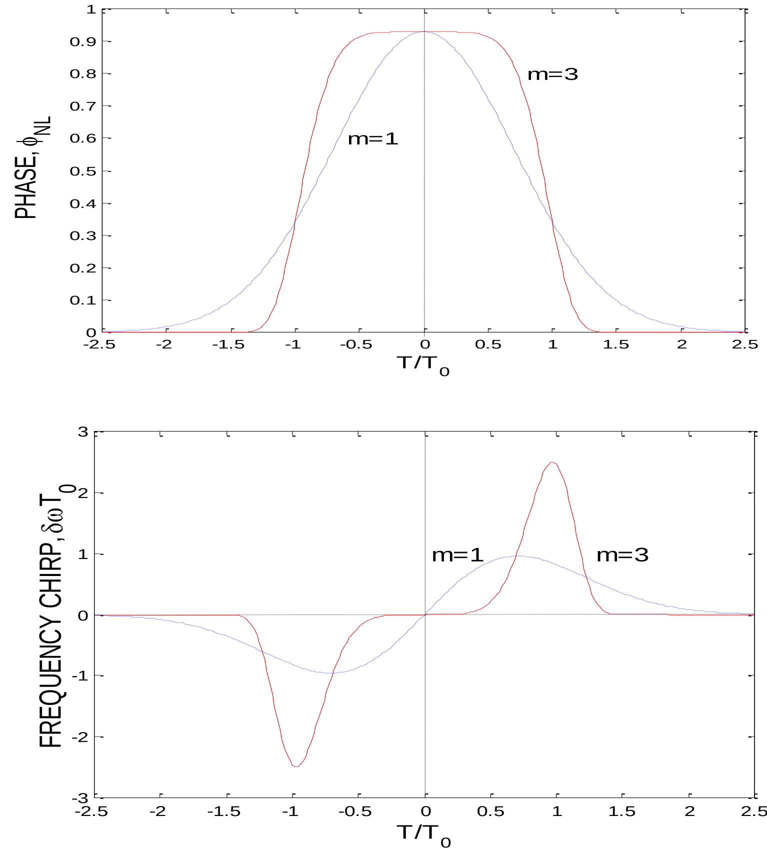


Figure I.6. Illustration du phase non linéaire et du chirp d'une impulsion super-gaussienne dû au phénomène d'automodulation de phase au sein d'une fibre optique [7].

Si le processus de SPM est combiné à un régime de dispersion anormal ($\beta_2 < 0$, $D > 0$) cela implique que les grandes longueurs d'ondes vont se propager moins vite que les plus petites. La combinaison de ces deux effets peut mener à une compression temporelle de l'impulsion pouvant mener à une impulsion solitonique. Mais si le processus de SPM est combiné cette fois -ci à un régime de dispersion normal ($\beta_2 > 0$, $D < 0$) alors les grandes longueurs d'ondes vont se propager plus vite que les plus petites. La somme de ces deux effets va mener à un élargissement temporel des impulsions.

En effet, dans des systèmes de transmission d'informations multiplexés en longueur d'onde (WDM), où les systèmes utilisent plusieurs longueurs d'onde pour transmettre l'information, la génération de nouvelles fréquences provoque un tel élargissement spectral qu'il peut alors engendrer un débordement du spectre du canal sur ses canaux voisins [7] donnant alors lieu à d'autres effets non linéaires de type Kerr comme le mélange à quatre ondes ou l'effet Raman.

I.4.2.2. La modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase croisée (ou XPM pour Cross Phase Modulation) se produit lorsque au moins deux ondes, de fréquences ou de polarisations différentes, se propagent simultanément dans une fibre optique. Cet effet est une conséquence directe de l'effet Kerr optique qui se manifeste par la modification de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ ´électrique intense. En effet, deux impulsions d'enveloppes respectives ψ_1 et ψ_2 et ayant une pulsation centrale ω_1 et ω_2 se propagent simultanément dans une fibre optique, l'une subit les effets de la première sur le milieu, et vice versa. Ce qui entraîne, par exemple pour ψ_1, le déphasage non linéaire suivant:

$$\Phi_{NL}{}^{1}(z) = \gamma(\left|\vec{\psi}_1(0,t)\right|^2 + 2\left|\vec{\psi}_2(0,t)\right|^2)z \qquad (I.51)$$

le terme de phase croisée $2\gamma\left|\vec{\psi}_2(0,t)\right|^2 z$ sera deux fois plus important que le terme d'auto-modulation de la phase. Les conséquences de la XPM, notamment sur la propagation d'impulsions en régime WDM ne pourront donc pas être négligées.

I.4.2.3. Auto-raidissement (SS)

Le phénomène d'auto-raidissement d'une impulsion «self-steepening», est un effet non linéaire d'ordre supérieur à ne considérer que pour des impulsions ultra-courtes (FWHM<1ps) et énergétiques [7]. L'auto-raidissement est la dépendance de la vitesse de groupe de l'intensité. Ainsi, lorsqu'une impulsion à profil gaussien, de forte intensité, se propage dans un milieu non linéaire, la crête de l'impulsion voit un indice plus fort que les ailes de l'impulsion. La vitesse de propagation de son centre est alors plus faible que celle du reste de l'impulsion. Il en résulte une asymétrie et un raidissement du front arrière de celle-ci.
L'auto-raidissement peut être modélisé dans l'équation de Schrödinger non linéaire par l'addition d'un nouveau terme :

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + i\gamma|\psi|^2\psi \; - \frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial(|\psi|^2\psi)}{\partial t} \qquad (I.52)$$

où ω_0 représente la fréquence de la porteuse.

I.4.2.4. Mélange à quatre ondes (FWM)

Dans des applications Télécoms multiplexées en longueur d'onde (WDM), bon nombre de signaux à différentes longueurs d'onde se propagent simultanément au sein de la même fibre optique. La présence de ces signaux à diverses longueurs d'onde engendre alors, sous certaines conditions, un grand nombre d'effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes «Four-Wave Mixing». Ce phénomène provient de la susceptibilité non linéaire d'ordre

trois et correspond à la recombinaison et génération de photons à différentes fréquences. À la différence de la XPM, ce cas consiste à l'interaction de deux ondes de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 produisant deux nouvelles ondes, le signal généré à la plus basse fréquence $\omega_{as} = 2\omega_1 - \omega_2$ est classiquement qualifié d'onde Stokes tandis que le signal généré à la pulsation $\omega_{as} = 2\omega_2 - \omega_1$ est nommé anti-Stokes, de sorte que [7, 18,24]:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_{as} \qquad (I.53)$$

La figure I.7 (a) représente l'interaction entre quatre photons où deux photons de fréquence ω_1 et ω_2 pour générer deux nouveaux photons ω_s et ω_{as} de fréquence de sorte que le spectre final, visible sur la figure I.7 (b)

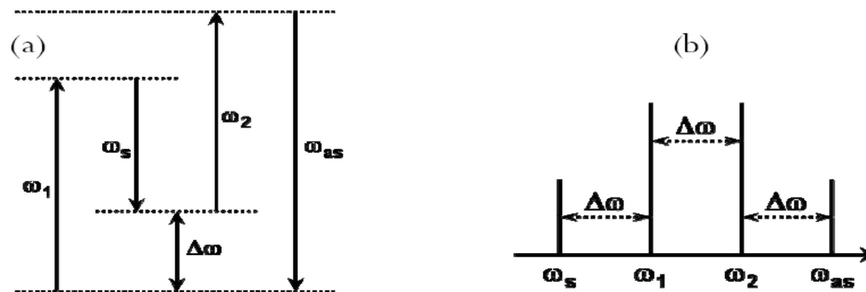


Figure 1.7. Principe du processus de mélange à quatre ondes [24].

I.4.2.5. Diffusion Stimulée

Contrairement aux effets non linéaires précédemment présentés, les phénomènes de diffusion stimulée sont des phénomènes inélastiques pour lesquels le milieu de propagation joue un rôle actif, en référence à la non-conservation de la quantité de mouvement en mécanique et ils font intervenir la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois. Ces effets proviennent de l'interaction avec perte d'énergie de photons avec le milieu. La perte d'énergie, représentée par l'apparition d'un phonon, se traduit par un transfert inélastique de puissance de la fréquence initiale vers une fréquence inférieure, transfert dû à une excitation vibrationnelle des molécules de silice. Les deux principaux effets de diffusion optiques sont les diffusions Raman et Brillouin stimulées, ces effets qui intervenant d'une façon considérable dans les systèmes de communication à fibres optiques [7, 24].

I.4.2.5.1. Diffusion Raman Stimulée (SRS)

La diffusion Raman stimulée « Stimulated Raman Scattering » résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et les phonons optiques de la silice. Une onde lumineuse injectée dans une fibre optique excite les molécules qui vibrent alors à leur fréquence propre avant de retourner à leur ´état d'équilibre : il s'agit donc de vibrations intramoléculaires. Le temps de

relaxation de cet effet est de 75 fs et la fréquence propre de vibration des molécules de silice est 13,2 THz. Ainsi, un échange d'énergie a lieu entre le milieu et l'onde lumineuse qui se traduit par l'apparition d'une onde Stokes à ν_R = 13, 2 THz de la fréquence de l'onde pompe ν_p. Cependant, si pour la génération de cette onde Stokes il faut l'énergie d'un photon est nécessaire $\omega_p = \omega_s + \Omega_R$, De façon identique, si le nombre de molécules dans l'état excité est suffisamment élevé, celles-ci peuvent interagir avec les photons incidents pour retourner dans leur état fondamental et ainsi émettre des photons de type Anti- Stokes à la fréquence.
Cet effet est maintenant largement utilisé par les amplificateurs, lorsque la puissance de l'onde Stokes devient non négligeable devant celle du signal qui lui a donnée naissance, nous observons alors un régime de diffusion Raman stimulée dans lequel les basses fréquences sont continuellement amplifiées par les hautes fréquences [7, 28, 29].

Dans le cas d'une impulsion de largeur temporelle supérieure à la picoseconde, le terme de diffusion Raman stimulée peut être introduit dans l'équation non-linéaire de Schrödinger (I.31) [7].

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = i\gamma\left[|\psi|^2 - T_r\frac{\partial|\psi|^2}{\partial t}\right]\psi \qquad (I.54)$$

Où T_r représente la pente de la courbe au centre du gain Raman, typiquement $T_r=3$ à 5fs [7].

Dans le cas d'impulsions courtes, le spectre est suffisamment très large, au cours de leur propagation le gain Raman amplifie les composantes spectrales de basses fréquences (rouge) grâce à l'énergie véhiculée par les hautes fréquences (bleu) qui jouent alors le rôle de pompe. Ce processus, connu sous le nom de « self-frequency shift », se poursuit au cours de la propagation et augmente progressivement le décalage fréquentiel du spectre de l'impulsion vers les basses fréquences.

I.4.2.5.2. Diffusion Brillouin stimulée (SBS)

La diffusion Brillouin stimulée « Stimulated Brillouin Scattering » résulte de l'interaction d'une onde lumineuse avec des phonons acoustiques. L'onde lumineuse injectée dans la fibre crée une agitation thermique, responsable de la vibration intermoléculaire du milieu. Cette vibration des molécules les unes par rapport aux autres crée des ondes acoustiques de faible amplitude et une modification de l'indice de réfraction du milieu. L'onde lumineuse injectée dans le milieu est alors rétrodiffusée par ces ondes acoustiques et décalée de la fréquence de l'onde pompe, par effet Doppler, à la valeur ν_B = 11, 2 GHz dans les fibres optiques en silice [7, 24]. L'efficacité de cette diffusion dépend du contraste du

réseau d'indice, crée par l'interaction acousto-optique, qui lui, est fonction de la cohérence de l'onde injectée.

D'un point de vue général, la diffusion Brillouin stimulée se manifeste par la génération d'une onde Stokes contra-propagative contenant une grande partie de l'énergie incidente. Nous comprenons alors aisément la nécessité de s'affranchir de ce phénomène, d'abord afin d'augmenter l'efficacité des phénomènes non linéaires co-propagatifs souhaités, mais également afin d'éviter le retour de puissance dans les sources lasers ou autres amplificateurs.

I.5. Les différentes techniques de transmission

La bande passante des fibres optiques admet théoriquement l'établissement de systèmes de transmission à des débits très élevés (environ 15 THz autour de la longueur d'onde 1,55 μm). Bien que, le traitement électronique des données, à l'émission et à la réception, impose des limitations en termes de débits, dues aux composants électroniques dont la bande passante reste bien en deçà de celle accessible par l'optique. L'augmentation du nombre d'utilisateurs et de la quantité d'informations échangées dans les réseaux de communication a poussé au développement de solutions pour augmenter la capacité des réseaux, et profiter de l'avantage en bande qu'offre la fibre optique. De nombreuses techniques de multiplexage ont ainsi été développées, qui permettent de transférer un maximum de signaux sur un seul médium de communication [30, 31]. La difficulté étant bien entendu de pouvoir reconstituer correctement chaque signal en réception sans créer d'interférences entre les données des différents utilisateurs. A partir de la transmission de N signaux de débit D sur le même canal, ce qui équivaut à la transmission d'un signal global de débit N×D qui serait complexe à réaliser directement en raison des limitations fréquentielles des composants optoélectroniques. Pour cela, le signal physique représentant les données de chaque utilisateur se distingue des autres signaux par sa bande spectrale, sa propre fenêtre temporelle ou encore par son propre code. Ceci permet alors de les séparer finalement avec des techniques de démultiplexage appropriées.

I.5.1. Le multiplexage temporel ou TDMA (Time Division Multiplexing Access)

L'accès multiple à répartition dans le temps est la première technique utilisée en télécommunications optiques [32]. Le principe du TDMA est de diviser une période de temps en N intervalles, appelé « time slots », correspondant à une durée pendant laquelle un utilisateur peut transmettre ses données. L'allocation des intervalles de temps aux différents

utilisateurs se fait de manière cyclique ; chaque utilisateur transmet sa trame de données dépendamment du temps alloué par l'intervalle ; les N trains optiques sont retardés et sont multiplexés en un seul signal qui se propage via la fibre optique, les données sont récupérées par démultiplexage temporel qui repose sur la synchronisation des données. Le multiplexage en TDM permet alors de regrouper plusieurs canaux de communications à bas débit en un seul canal à un débit N fois plus élevé, N étant le nombre d'utilisateurs dans le système.

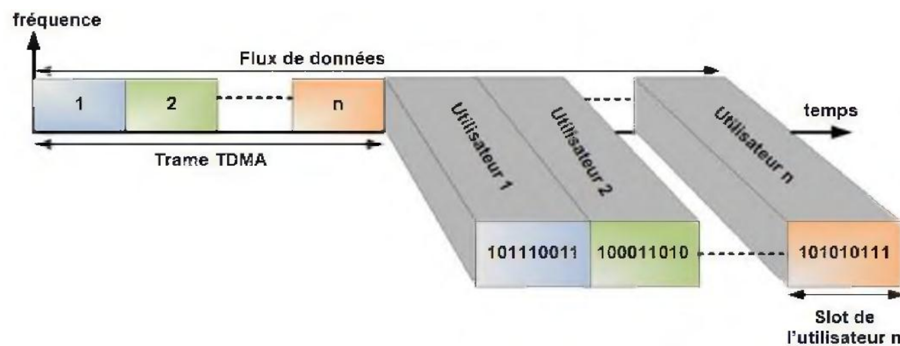


Figure I.8. La technique d'accès multiple par répartition dans le temps TDMA [33]

I.5.2. Multiplexage en longueur d'onde WDMA (Wavelength Division Multiplexing Access)

Le multiplexage en longueur d'onde consiste à utiliser des longueurs d'ondes distinctes pour transmettre différents signaux sur une même fibre. Cette technologie a permis d'élargir le débit de transmission dans les liens point à point. Plusieurs signaux générés indépendamment dans le domaine électronique sont convertis vers le domaine optique en utilisant des diodes lasers de différentes longueurs d'onde (modulation sur porteuse optique). Les signaux résultants sont ensuite multiplexés et couplés à une fibre optique. À la réception, les données de chaque utilisateur sont extraites à partir des signaux multiplexés, par filtrage optique à la longueur d'onde correspondant aux données de l'utilisateur souhaité, avant d'être détectées pour le traitement dans le domaine électrique.

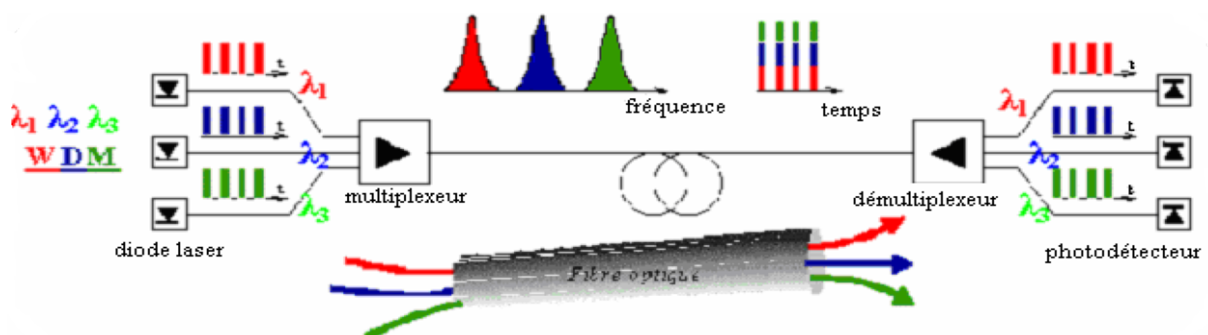


Figure I.9. Le principe du multiplexage en longueur d'onde WDMA [33].

La principale limitation de cette technique réside dans la stabilité des longueurs d'onde attribuées aux utilisateurs, une contrainte qui devient d'autant plus pénalisante que l'espacement entre canaux se réduit. L'autre difficulté est celle de l'égalisation des niveaux de puissances des différents canaux, car les courbes de gain des amplificateurs ne sont pas constantes sur l'ensemble du spectre alloué au WDM [1, 33-35].

I.5.3. Multiplexage par répartition de code CDMA (Code Division Multiple Access)

Cette technique basée sur l'étalement de spectre, qui repose sur l'élargissement de la bande spectrale d'un signal, utilisée dans la première fois par les applications militaires (dans le domaine radiofréquence) grâce à sa résistance aux interférences et pour le niveau de sécurité qu'elle offre [36, 37]. La méthode CDMA permet la transmission des données des utilisateurs sur la même bande de fréquence et en même temps. Le principe consiste à attribuer à chaque utilisateur un spécifique code, appelé également «clé ou signature», constitué d'une suite de bits rapides (appelés «chips» pour les distinguer des bits de données de l'utilisateur); l'utilisateur insère son code dans chaque bit d'information avant de lancer la transmission, Tous les signaux sont ensuite additionnées et transmis ensemble sur le canal optique (fibre optique) , Le récepteur désiré utilise ce même code pour démoduler le signal qu'il reçoit et extraire l'information utile. Les signaux des autres utilisateurs sont considères comme du bruit [37].

La capacité des technique TDMA et WDMA en nombre d'utilisateurs est limitée respectivement par la bande temporelle et fréquentielle allouée à chaque utilisateur par contre dans l' CDMA le nombre d'utilisateurs est déterminé par les propriétés de la séquence des codes choisis [38, 39]. Donc l'OCDMA exploite simultanément l'ensemble de la bande de fréquence est des intervalles de temps. Il en résulte une meilleure gestion des ressources disponibles avec un minimum d'interférences (c'est-à-dire les codes utilisés sont faiblement corrélés).

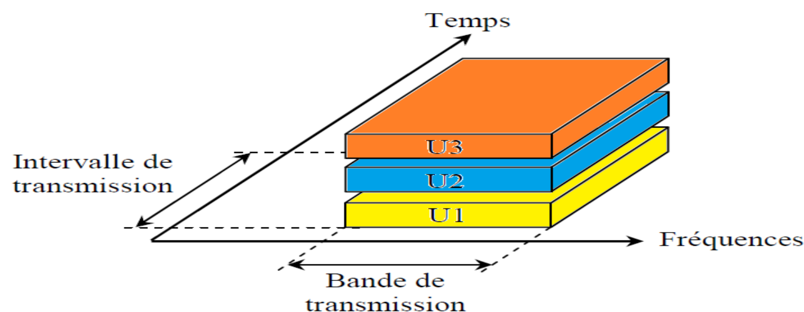


Figure I.10. La technique d'accès multiple par répartition des codes CDMA [39].

I.5.3.1. Multiplexage optique par répartition de code OCDMA

Les premières recherches pour l'application de la technique CDMA dans le domaine optique ont été commencée depuis les années 1980 dont le but d'augmenter la capacité de multiplexage, le débit, la flexibilité et de minimiser le coût élevé d'implémentation. Durant ces dernières années, le CDMA optique qui a été développée sous de nombreuses formes avec des méthodes de codage et décodage plus au moins complexes par des éléments optiques passifs, présente de nombreux avantages [40, 41]:

- permet l'exploitation de la très large bande passante du canal optique,
- possibilité de codage et décodage tout optique sans passer par la conversion électrique/optique et optique/électrique
- économiser certains composants coûteux (filtre, amplificateurs…),
- transmission asynchrone (pas d'horloge de synchronisation),
- distribuer simultanément de différents services « triple play » (données, voi et vidéo).
- permettant ainsi une amélioration des performances de la transmission en termes de bilan de liaison et de rapport signal sur bruit.

L'implémentation d'un réseau CDMA optique est généralement constitué de N paires émetteurs-récepteurs [42] (Figure I.10). L'OCDMA garde le même principe de fonctionnement que dans le cas des systèmes radiofréquence; chaque émetteur est associée avec une séquence de code permet de coder les données, les signaux codés sont superposés et transmis sur le même canal optique. En réception le signal OCDMA est divis vers déférents récepteurs, le système de détection désiré possède la clé (décodeur qui doit être utilisé le même code) qui lui permet de reconstituer la séquence de données émises.

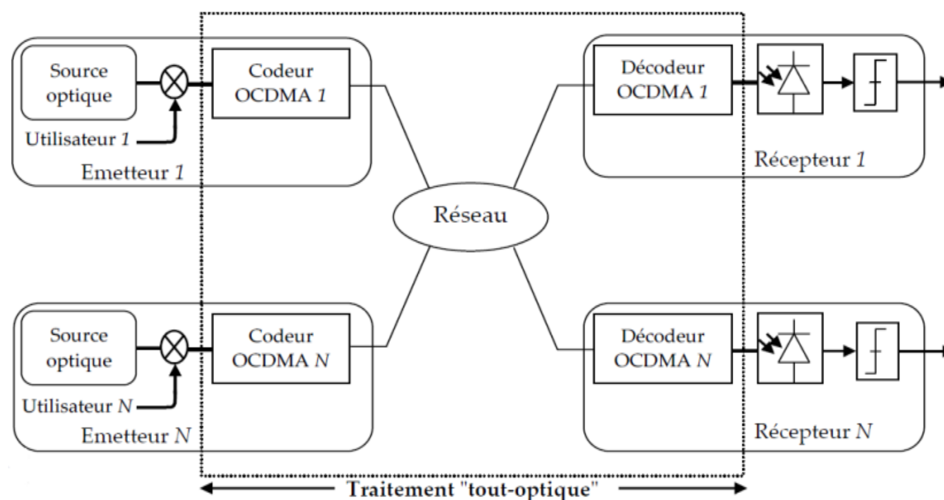


Figure I.11. Dispositif d'accès multiple par répartition de codes dans le domaine optique [42].

D'après les caractéristiques du signal optique l'implémentation des systèmes OCDMA sont classés en deux grandes catégories:

Système cohérent dans lequel la source est un laser qui peut générer des impulsions de courte durée de l'ordre de quelques picosecondes jusqu'à de l'ordre de femtoseconde. L'onde lumineuse ayant positif ou négative ce qui obliger peut être d'utiliser des codes bipolaires pour fait l'étalement des données. Ce type de source l'information est portée par l'amplitude et la phase du signal optique ce qui nécessite un système de synchronisation en réception, ce qui augmente le coût de mise en œuvre.

Système incohérent c'est le système le plus utilisé dans la technique OCDMA grâce à sa simplicité et son moindre coût. Les sources les plus utilisées dans les systèmes de télécommunication des sources à large bande (LED 'light emitting diodes'). Elles produisent une grande largeur spectrale ainsi que toutes les fréquences nécessaires pour tels codages. Les bruits d'intensité c'est la seule limite de ce type de source. Dans ce type de source Il y'a possibilités d'application dans La technique OCDMA : systèmes basés sur l'étalement temporel des données, appelés systèmes OCDMA à Séquence Directe (DS-OCDMA) [43]; ou système basée sur l'étalement dans le domaine des longueurs d'onde, appelés système à saut de fréquence [44, 45], est la deuxième technique la plus explorée.

I.5.3.2. Le système OCDMA par les réseaux de Bragg

Le codage par les réseaux de Bragg est la technique la plus développée aujourd'hui pour réaliser un système OCDMA tout optique. Le réseau de Bragg un composant sélectif; en utilisant les propriétés de réflexion et de transmission de ces réseaux générer des mots de codes optiques unipolaires et bipolaires dans le domaine temporel, spectral et hybride [46-49]. Les codeurs et les décodeurs sont réalisés avec une structure composée de réseaux uniformes séparés par des sections de fibre optique de longueurs bien définies ou par des réseaux à pas variable (chirpé). L'impulsion modulée par les données d'utilisateur par exemple correspondant au bit « 1 » se propage à travers la fibre en étant partiellement réfléchis par les miroirs de Bragg successifs, créant une série d'impulsions codant les données. Les données codées sont ensuite multiplexées sur le même canal optique. Au récepteur, le décodeur est constitué d'une série de réseaux de Bragg avec des longueurs d'onde centrales inscrites dans l'ordre inverse que celui de l'encodeur.

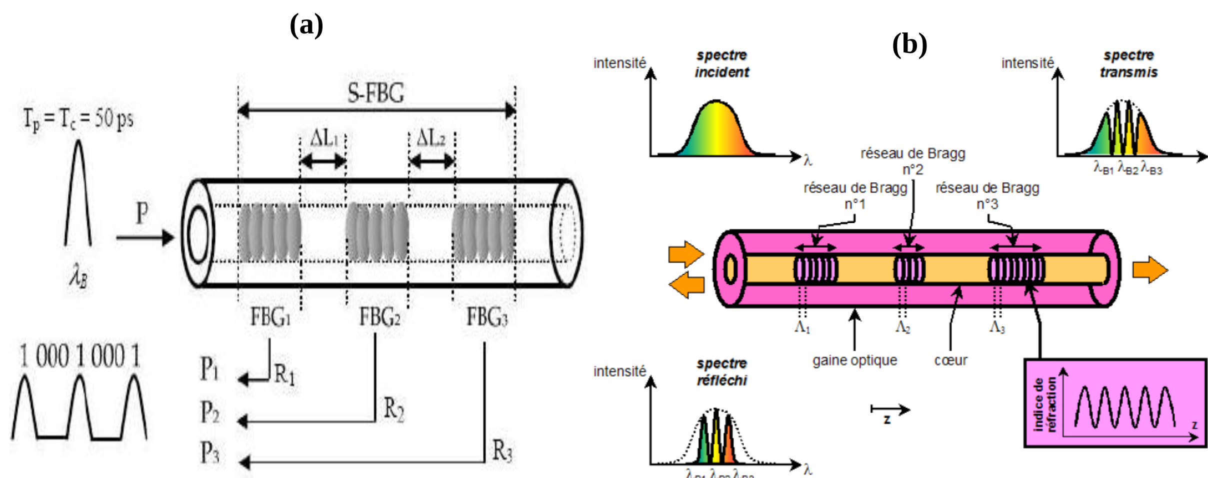


Figure I.12. Codage par les réseaux de Bragg (a) temporel (b) spectral [47].

Notre choix s'est porté sur la technologie des réseaux de Bragg puisque elle présente les avantages suivantes [47, 48]:

- Compatibilité avec les fibres optique,
- Fabrication des réseaux sélectifs en longueur d'onde de très grande qualité avec faible coût,
- Compacts puisque ils sont inscrits directement sur la fibre,
- Les pertes d'insertion sont très réduites (< 1dB),
- Compensateurs de la dispersion chromatique dans les systèmes de télécommunications à grandes distances,
- Faible encombrement, puisque ils sont facile à intégrer dans les réseaux de télécommunications,
- Accordables (contrainte mécanique ou thermique).

Plus de détails sur les réseaux de Bragg seront présentés au chapitre 2 où nous introduirons le principe physique de ce type de composants, la technique de calcul de la réponse spectrale, ainsi que les paramètres qui permetent de modifier cette réponse.

I.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement les réseaux optiques. Dans la première partie nous avons présente les principaux effets physiques qu'une onde optique peut subir lorsqu'elle se propage le long d'une fibre optique, ce qui limite le débit d'informations transmises, parmi ces effets citons la dispersion chromatique.

Cependant, les effets non linéaires peuvent être encore la cause fondamentale pour la détérioration du signal optique surtout dans les systèmes de transmission à longue distance. Lorsqu'une onde lumineuse intense se propage dans ces fibres, des effets non linéaires se

mettent en place. Ils peuvent être séparés en deux grandes catégories, l'effet Kerr optique, due à la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde s'y propageant, et les effets inélastiques, pour lesquels un échange d'énergies se produit entre l'onde et la pompe. Ces derniers regroupent les diffusions Raman et Brillouin. Tous ces effets non linéaires sont rassemblés dans l'équation non linéaire de Schrödinger qui permet de simuler la propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre optique.

Les technologies continueront de faire face à la demande croissante de capacité, conséquence inévitable de la généralisation d'Internet et des multiples services, pour cela on traite dans la seconde partie les différents types des techniques de transmission qui sont basées toutes sur le multiplexage. L'avenir des systèmes optiques, ne se limite pas seulement à des autoroutes de grandes capacités, l'avenir se trouve également dans l'élaboration de réseau « Tout Optique ».

L'OCDMA offre des perspectives intéressantes pour les réseaux futurs en raison de son codage qui permet de sécuriser la transmission des données, de son immunité aux multi-trajets ou bien encore de l'accès aléatoire au médium de communication. Selon le type de codage, divers systèmes optiques intégrant des technologies récentes telles que les réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques sont proposés à mettre en œuvre. L'avantage essentiel de ces systèmes est de fonctionner sur un codage tout optique qui permet de s'affranchir des limites de bandes passantes de l'électronique et de proposer des débits utiles très élevés. Nous avons choisis la technologie des réseaux de Bragg puisque celle-ci permet d'obtenir des composants compacts avec de faibles pertes d'insertion et des réponses spectrales complexes pour un coût modeste.

Référence

[1] G. P. Agrawal, Fiber-Optic Communication Systems, Wiley- Interscience Publication, (1992).

[2] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.S.J. Russell, D.M. Atkin et T.J. She-pherd, Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures, Electronics Letters. 31, (1995) 1941-1943.

[3] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. S. J. RUSSELL, and D. M. ATKIN, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, Opt. Lett. 21, (1996), 1547–1549.

[4] S. Unger, Fibres optiques théorie et application, dunod, (1989).

[5] M.E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, and L. G. Kazovsky, Broadband fiber-optical parametric amplifiers, Opt. Lett. 21, (1996) 573.

[6] M.E. Marhic, N. Y. Park, F.S. Yang, and L.G. Kazovsky, Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple chebyshev gain spectra, Opt. Lett. 21, (1996) 1354.

[7] G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, third Ed, New york Academic press, (2001).

[8] J B. MacChesney and D J. DiGiovanni, Materials development of optical fiber, J. Am. Ceram. SOC7, (1990) 3537-3556.

[9] Ainslie BJ, Armitage JR, Craig SP, and Wakefield B, Fabrication and optimization of the erbium distribution in silica based doped fibres, Fourteenth European Conference on Optical Communcation ECOC '88, Conf. Publ. 292, (1988), 62-65.

[10] Ainslie BJ, A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers, J. Lightwave Technol. 9 (1991), 220-227.

[11] D. W. Garvey, K. Zimmerman, P. Young, J. Tostenrude, J. S. Townsend, Z. Zhou, M. Lobel, M. Dayton, R. Wittorf, and M. G. Kuzyk, Single Mode Nonlinear Optical Polymer Fibers, J. Opt. Soc. Am. B 13, (1996) 2017–2023.

[12] D. Bosc and C. Toinen, Full Polymer Single Mode Optical Fiber, IEEE Photonics Technology Letters 4, (1992) 749–750.

[13] T. C. Hager, R. G. Brown, and B. N. Derick, Automotive Fibers, Trans. Soc. Automotive Eng. 76, (1976) 581.

[14] E. Nihei, T. Ishigure, and Y. Koike, High-Bandwidth Graded-Index Polymer Optical Fiber for Near-Infrared Use, Appl. Opt. 35, (1996) 7085–7090.

[15] J. Hecht, Fiber optic communications an optoelectronics driver, Laser Focus World. 35, (1999) 143-151.

[16] D. Marcuse, Light Transmission Optics, Ed. Van Nostrand Reinhold, New York, chap.8 et 12 (1982).

[17] B. Kibler, Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelles génération, Thèse de doctorat. Université de Franche-Comté – Ecole Doctorale Sciences Physiques pour l'Ingénieur et Microtechniques, Besançon, (2007).

[18] G. P. Agrawal, Fibre-optic communication system 3nd Ed, John Wiley & Sons. Inc, (2002).

[19] J. A. Stratton, Electromagnetic Theory, McGraw-Hill Book Company, New York, (1941).

[20] C. H. Durney and C. C. Johnson, Introduction to Modern Electromagnetics, McGraw-Hill Book Company, New York, (1969).

[21] G. R. Fowles, Introduction to modern optics, chapter 6, Dovez. New York. USA, (1975) 153.

[22] A. W. Snyder, D. J. Mitchell and Y. Chen, Spatial solitons of maxwell's equations, Opt. Lett. 19, (1994) 524–526.

[23] M. Westlund, H. Sunnerud, J. Li, J. Hansryd, M. Karlsson, P. O. Hedekvist and P. A. Andrekson, Long-term automatic PMD compensation for 160 Gbit/s RZ transmission, Electron. Lett. 38, (2002) 982-983.

[24] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, Basic principles of nonlinear effects in optical fibers, Encyclopedia of modern optics, Elsevier Science (2005).

[25] Chertkov, M. et al, Periodic compensation of polarization mode dispersion, J. Opt. Soc. Am. B. 21, (2004) 486- 498.

[26] A. Glass, Research issues in next generation photonic network physical layer, Philosophical Transactions of the Royal Society. A358, (2000) 2159-2358.

[27] L. Möller et al, ISI mitigation using decision feedback loop demonstrated with PMD distorted 10 Gbit/s signals, IEE Electronics Letters. 35, (1999) 2092- 2093.

[28] P. A. Andrekson, H. Sunnerud and M. Karlsson, System Impacts of Polarization-Mode Dispersion, presented at ECOC'03, Rimini, (2003).

[29] K. Hayata, A. Misawa and M. Koshiba, Split-step finite-element method applied to nonlinear integrated optics, J. Opt. Soc. Am. B. 7, (1990) 1772.

[30] René Parfait, Les réseaux de télécommunications, Lavoisier, Paris , Hermes Science Publications,(2002) 248-253.

[31] J. P. Laude, DWDM fundamentals, components and applications, Artech House, Norwood, (2002).

[32] A. Andreadis and G. Giambene, Protocols for High-Efficiency Wireless Networks, Kluwer Academic Publishers, (2003).

[33] A. Tanenbaum, Réseaux, Dunod, 3ème édition, (1997).

[34] K. W. Chu et F. M. Dickey, Optical Coherence Multiplexing for Interprocessor Communications, Optical Engineering, (1991).

[35] M. K. Smit and C. van Dam, PHASAR-based WDM-devices: Principles, design and applications, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 2, (1996) 236-250.

[36] R. L. Pickholtz, D. L. Schilling and L. B. Milstein, Theory of Spread Spectrum Communications - A tutorial, IEEE Transactions On Communications. 30, (1982) 855.

[37] K. S. Gilhousen, I. M. Jacobs, R. Padovani, A. J. Viterbi, L. A. Weaver and C. E. Wheatley III, On the Capacity of a Cellular CDMA System, IEEE Transactions, Vehicular Technology. 27, (1991) 303.

[38] J. Salehi and C. Brackett, Code division multiple-access techniques in optical fiber networks. II. Systems performance analysis, IEEE Transactions on Communications. 37, (1989) 834-842.

[39] M. Lourdiane, CDMA à séquence directe appliqué aux communications optiques, Thèse École Nationale Supérieure des Télécommunications, (2005).

[40] A. Stok and E. H. Sargent, Lighting the local area : optical code division multiple access and quality of service provisioning, IEEE Network, (2000) 42-46.

[41] A. Stok et E. H. Sargent, The role of optical CDMA in access network, IEEE communication magazine. 40, (2002) 83-87.

[42] J. Salehi, Code division multiple-access techniques in Optical fibre networks. I. Fundamentals principales, IEEE Transactions on Communications. 37, (1989) 824-833.

[43] J. A. Salehi, A. M. Weiner and J. P. Heritage, Coherent Ultrashort Light Pulse Code-Division Multiple Access Communication Systems, Journal of Lightwave Technology. 8, (1990) 478-491.

[44] S. Etemad, P. Toliver, R. Menendez, J. Young, T. Banwell, S. Galli, J. Jackel, P. Delfyett, C. Price and T. Turpin, Spectrally efficient optical CDMA using coherent phase-frequency coding, IEEE Photonics Technology Letters. 17, (2005) 929-931.

[45] R Kashayap, Photosensitive Optical Fibers: Devices and Application, Optical Fiber Technology. 1, (1994) 17-34.

[46] N.Ofusa, T.Saito, T.Shimoda, T.Hanada, Y.Urino and M.Kitamura, An optical add-drop multiplexer with a grating-loaded directional coupler in silica waveguides, IEICE Trans. Commun. E82-B, (1999) 1248-1251.

[47] D. Meghavoryan and A. Daryan, Superimposed fiber Bragg grating simulation by the method of single expression for optical CDMA systems, IEEE Photonics Technology Letters. 15, (2003) 1546-1548.

[48] M. Popov, F. Carlsson, P.Y. Fonjallaz, J. Skaar, G. Concas and S. Helmfrid, Design and fabrication of superimposed fiber Bragg gratings: Models, methods, and limitations, Photosensitivity Optical Waveguides and Glasses (POWAG) conference, (2002) 34-36.

[49] S. Larochelle, P.Y. Cortès, H. Fathallah, L. A. Rusch and H. B. Jaafar, Writing and applications of fiber Bragg grating arrays, SPIE Photonics North conference. 4087, (2000) , 140-149.

Les réseaux de Bragg

II.1. Introduction

Au canada en 1978 Ken Hill et ces collègues du CRC (Communication Research Center) ont observé la décroissance du signal transmis dans une fibre optique dopée au germanium centré autour de la longueur d'onde du laser ionisé à 488nm. Ils montrèrent que les extrémités de la fibre réfléchissant une partie de la lumière transmis suffisait à créer des ondes stationnaires au sein du guide engendrant ainsi une modification périodique de son indice [1]. Ce phénomène résultait de l'inscription d'un réseau de manière longitudinal dans la fibre à cause de l'interférence entre l'onde incidente et celle due à la réflexion

En 1989, le groupe de Meltz et Morey présente une technique d'écriture de réseau transversalement à la fibre à travers la gaine. L'inscription est basée l'exposition de la fibre à un champ d'interférences crée par deux faisceaux UV cohérents [2]. Depuis cette innovation, plusieurs recherches ont été faites pour améliorer la qualité et la durabilité de la fibre à réseau de Bragg [3-5]. A partir de 1995, les réseaux de Bragg ont été lancés sur le marché; leur utilisation dans des produits commerciaux ont connu une croissance remarquable en particulière dans le domaine des télécommunications et celui des capteurs [6,7].

Dans ce chapitre seront présentés le principe physique de fonctionnement des réseaux de Bragg ainsi que les différents procédés de fabrication. Ensuite, nous aborderons la technique mathématique employée pour la modélisation numérique de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg et présenter succinctement les déférentes types de réseaux.

II.2. Le réseau de Bragg

Le nom vient de Sir William Henri Bragg qui découvre la loi de Bragg en 1915. Un réseau de Bragg (FBG) est une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur d'une fibre optique. La photo-inscription des réseaux de Bragg est due principalement au phénomène de photosensibilité des fibres (fortes bandes d'absorption dans l'UV).

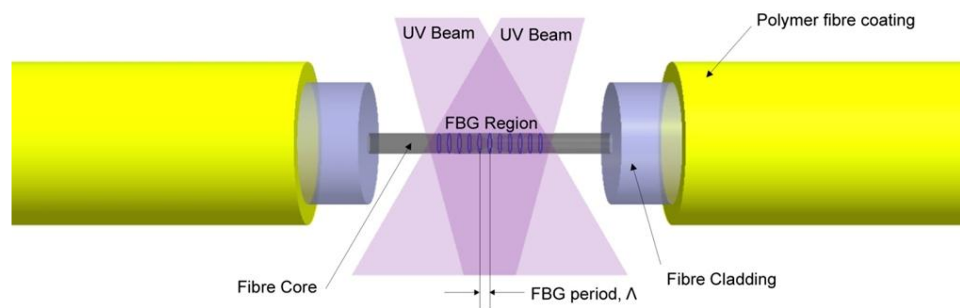


Figure II.1. Exposition d'une fibre dans un champ d'interférences de 2 faisceaux UV [2].

La modulation d'indice est induite par exposition du cœur de la fibre à une intense lumière provoquée par l'interférence de deux faisceaux, crées à partir d'un faisceau laser ultraviolet (figure II.1). Cette exposition a pour effet d'augmenter légèrement l'indice de réfraction de l'ordre de 10^{-4} dans ces régions.

La lumière se propageant dans la fibre est partiellement réfléchie à chacune des variations d'indice (les interfaces agissent comme des miroirs partiellement réfléchissantes) [8]. Ces réflexions peuvent interférer de façon constructive dans la direction contra-propagatif. La lumière est réfléchie sur une plage spectrale très étroite, centrée sur une longueur d'onde bien spécifique; c'est-à-dire la réflectivité est maximale se produit à cette longueur d'onde appelée la longueur d'onde de Bragg λ_B.

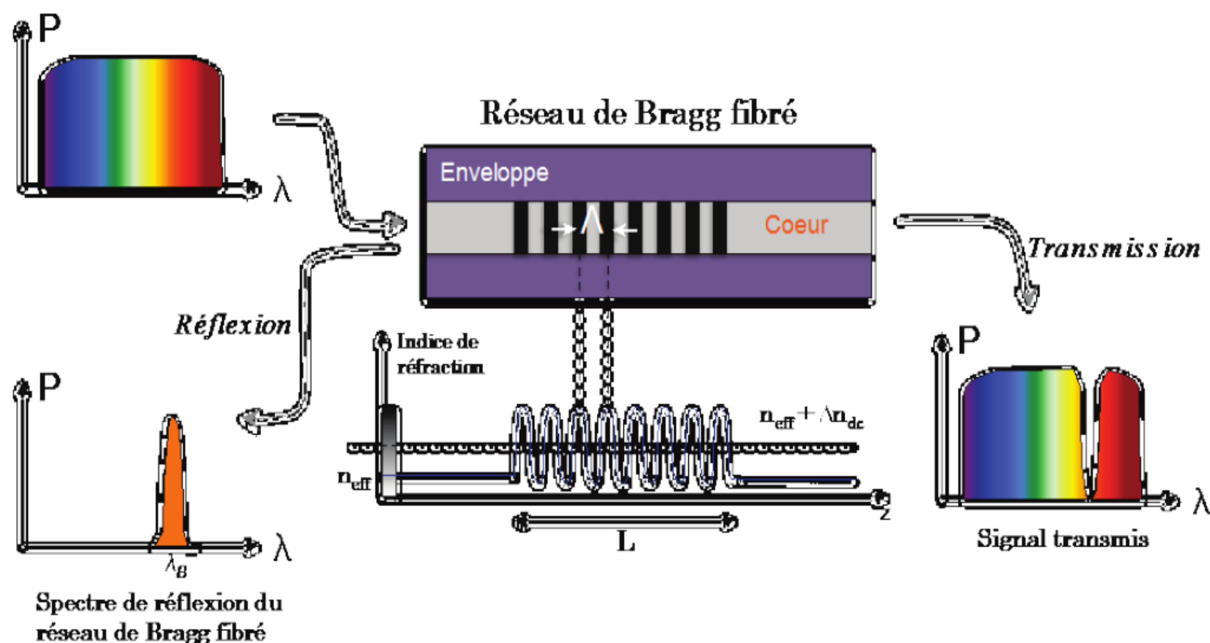


Figure II.2. Les réponses spectrales d'un réseau de Bragg [8].

La fibre à réseau de Bragg peut donc agir comme un miroir sélectif en longueur d'onde, réfléchissant une longueur d'onde particulière. Il est utilisé comme un filtre optique en ligne pour bloquer certaines longueurs d'onde (Figure II.2).

Les FBG permettent de coupler la lumière entre le mode fondamental qui se propage dans la fibre optique (mode propagatif) et un mode contra-propagatif. Ce couplage efficace qui satisfait le principe de conservation de la quantité du mouvement en présence du réseau et celle de la conservation d'énergie.

La conservation d'énergie nécessite que la fréquence de l'onde incidente soit la même que celle de l'onde réfléchie mais de direction opposée ($\boldsymbol{k_i} = -\boldsymbol{k_r}$) dans le cas du réseau de Bragg à pas courts. Ainsi, pour qu'il y ait conservation du mouvement, il faut que la somme du vecteur d'onde incident ($\overrightarrow{k_\imath}$) et du vecteur d'onde du réseau ($\vec{K}$) doit égaler au vecteur d'onde réfléchi ($\overrightarrow{k_r}$), donc on a [9,10]:

$$\overrightarrow{\boldsymbol{k_\imath}} + \overrightarrow{\boldsymbol{K}} = \overrightarrow{\boldsymbol{k_r}} \tag{II.1}$$

Ces vecteurs sont définis suivant l'axe longitudinal *z* de la fibre, soit :

$$\vec{k}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \end{bmatrix} \qquad \vec{k}_r = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \end{bmatrix} \qquad \vec{K} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\Lambda} \end{bmatrix}$$

où λ est la longueur d'onde, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du cœur de la fibre, et Λ est le pas du réseau.

La relation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. II.1) nous permet d'obtenir la longueur d'onde de résonance en réflexion ($\boldsymbol{\lambda_B}$). C'est-à-dire celle pour laquelle il y a accord de phase entre le mode aller et le mode retour :

$$\boldsymbol{\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda} \tag{II.2}$$

où la longueur d'onde de Bragg $\boldsymbol{\lambda_B}$ est la longueur d'onde centrale de la bande spectrale réfléchie par le réseau de Bragg.

A partir de cette équation, on remarque que la longueur d'onde de Bragg dépend de l'indice de réfraction et de la période de réseau.

II.3. Origine de la photosensibilité des fibres optiques

L'amélioration de la photosensibilité de la fibre optique et les techniques de gravure des réseaux ont été indispensables pour améliorer la qualité des réseaux photo inscrits. La silice de la fibre optique peut être oxydée seule, mais il convient de la doper soit par d'autres éléments dit dopants, ou soit par hydrogénation. Les dopants les plus courants sont le germanium, l'erbium, l'europium et le cérium, l'azote, le phosphore, les terres rares, le fluoride ou l'aluminosilicate. L'irradiation de la silice par un rayonnement ultraviolet (240 nm) fait subir une variation permanente de l'indice de réfraction. Si les longueurs d'onde du faisceau d'insolation sont très différentes de 240 nm, la fibre en silice n'est pas inscriptible :

elle laisse simplement passer l'onde. Le changement local de l'indice du milieu repose sur le phénomène d'oxydation de la silice (ou du germanium).

La photosensibilité des verres de germanosilicates à l'exposition UV a été découverte dès la fin des années 50 (Cohen et al, 1958) par des études spectroscopiques sur des matériaux massifs. En général, son origine provient de l'introduction de GeO2 dans le coeur pour augmenter son indice. La photosensibilité trouve son origine dans plusieurs effets simultanés qui proviennent tous de la rupture des liaisons des défauts Ge-Ge ou Si-Ge créés lors du dopage.

Ces défauts, ayant une bande d'absorption proche de 244nm, libèrent un électron lorsqu'ils sont irradiés à cette longueur d'onde (photodissociation) et donnent alors naissance à un centre Ge(E') (bande d'absorption à 190nm) chargé positivement [11-20].

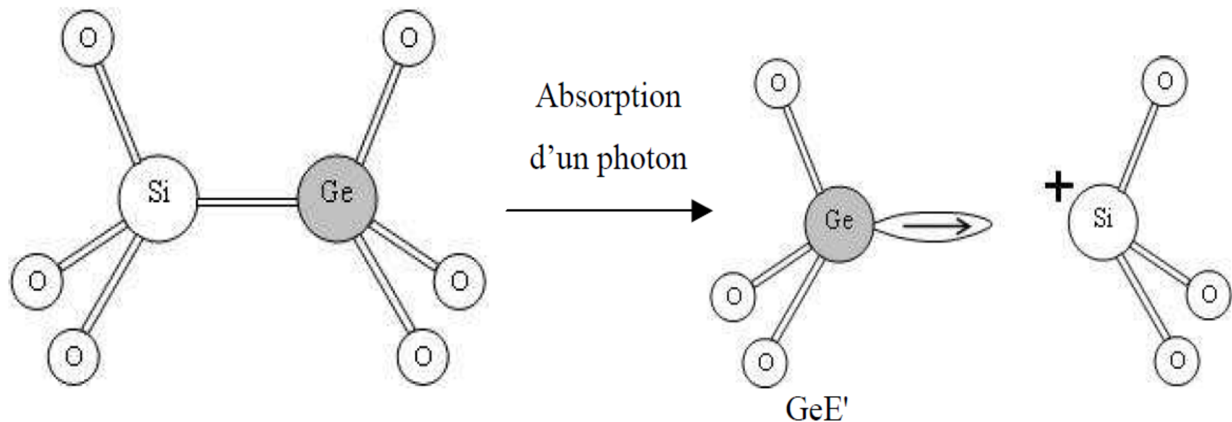


Figure II.3. Centres de défauts présents dans les fibres germanosilicates GeE' (⟶ représente un électron piégé) [14].

II.4. Techniques de fabrication des réseaux de Bragg

L'inscription des réseaux de Bragg dans la fibre optique est basée sur la possibilité d'introduire une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre :

$$n(z) = n_0 + \delta n \qquad (II.4)$$

Cette variation périodique constitua le premier réseau de Bragg en 1978 par Hill [1], mais celui-ci inscrit longitudinalement tout au long de la fibre n'était réflecteur qu'à 488 nm. La méthode d'irradiation transverse interférométrique a été décrite pour la première fois en 1989 [2]. Cette méthode consiste à placer la fibre, plus précisément une partie de la fibre dont on a

retiré la gaine polymère de protection, dans un champ d'interférences UV réalisé avec un laser fonctionnant en régime impulsionnel [2], ou continu [21].

De nos jours, les méthodes d'inscription des réseaux de Bragg qu'ils soient à pas court ou à pas long, utilisent la méthode d'irradiation transverse et peuvent fonctionner à toute longueur d'onde sélectionnée par le pas des franges de photo-inscription. Les différents méthodes qui peuvent être utilisées pour photo inscrire des réseaux de Bragg sur la fibre optique sont brièvement décrites ci-dessous :

II.4.1. Inscription des réseaux par le miroir de Lloyd « division du front d'onde »

Le principe cette méthode est de créer un champ d'interférence en divisant le front d'onde du faisceau laser à l'aide d'un miroir (montage du miroir de Lloyd), ou bien à l'aide d'un prisme (interféromètre à prisme), comme expliqué ci-dessous. Le banc d'inscription à miroir de Lloyd se décompose en trois parties [2,22]:

- la partie source constituée d'un laser Fred300 émettant à 244 nm en régime continu,
- l'optique de mise en forme du faisceau (extension à l'aide d'un système afocal, puis filtrage spatial à travers un micro trou),
- et la partie interférométrique (Figure II.4). Une moitié du faisceau focalisé dans le cœur de la fibre par une lentille cylindrique, est interceptée et réfléchie par le miroir de Lloyd. La superposition du faisceau réfléchi et du faisceau direct forme un champ d'interférences. La fibre est placée perpendiculairement au miroir de Lloyd, dans ce champ d'interférences.

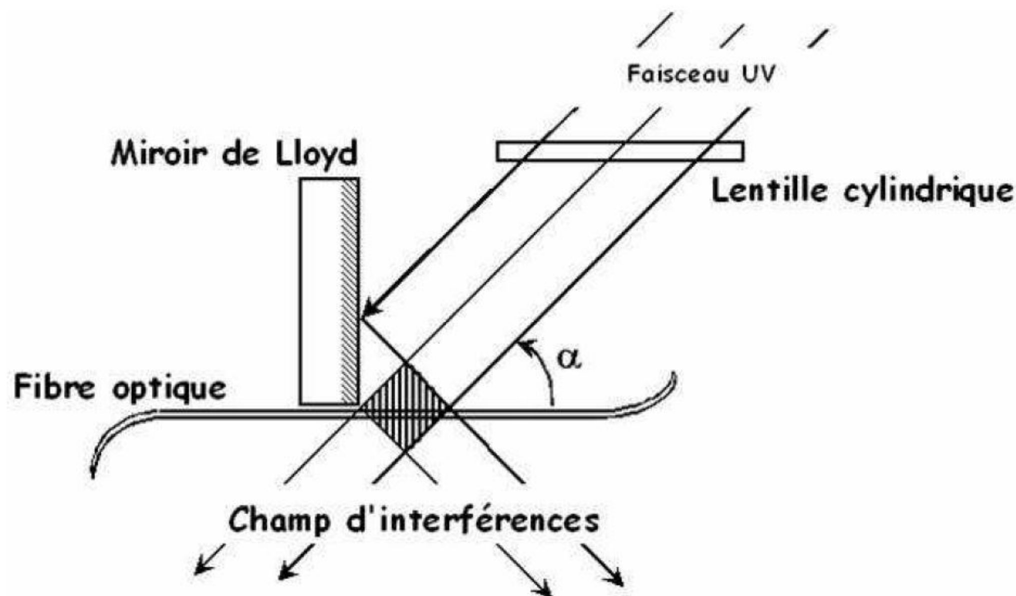


Figure II.4. Le montage interférométrique par miroir de Lloyd [20].

L'ensemble miroir de Lloyd, fibre optique et lentille de focalisation est disposé sur deux platines permettant une rotation très précise (~10^{-3} degré d'angle) dans le plan de propagation du faisceau laser. Ainsi, en effectuant une rotation de l'ensemble, c'est-à-dire en changeant l'angle pour choisir le pas du réseau de Bragg.

Le pas du réseau photoinscrit est lié à l'angle entre le miroir et le faisceau ce qui permet de régler très facilement la longueur d'onde de Bragg désirée. L'inconvénient principal de cette méthode est la nécessité d'avoir une source relativement cohérente à la fois temporellement et spatialement. De plus, il est difficile d'optimiser le profil de modulation (forcément gaussien) pour améliorer la réponse spectrale du réseau.

II.4.2. Inscription des FBG par la méthode du masque de phase

Quelques années plus tard, une seconde méthode d'inscription fut mise au point, celle du masque de phase [Hill 1993], cette méthode permettre l'inscription de façon plus robuste et beaucoup moins dépendante de la cohérence du laser utilisé et le principal intérêt réside dans la simplicité du montage optique utilisé.

Cette technique consiste à utiliser un élément optique diffractif appelé masque de phase [23-25], qui consiste en une lame de silice à faces parallèles transparente aux UV où sont périodiquement gravées des rainures rectangulaires de même profondeur. Le rayonnement UV traverse le masque et se trouve diffracté. Les faisceaux d'ordre + 1 et -1 forment, en interférant, un système de franges qui éclaire la fibre (figure II.5). La période du réseau de Bragg inscrit par cette méthode est donc égale à la moitié du pas du masque de phase ($\Lambda = d/2$). Par ailleurs, il est important de ne pas mettre en contact la fibre et le masque de phase afin de ne pas abîmer ce dernier. La période du réseau gravé étant de l'ordre du µm, une simple égratignure peut l'endommager. L'inconvénient majeur est qu'il faut changer de masque de phase à chaque fois que l'on désire changer de longueur d'onde de Bragg et ces composants sont très dispendieux. La longueur d'onde de Bragg est reliée à l'angle de diffraction des ordres ±1 par:

$$\lambda_B = n_{eff} d = 2 n_{eff} \Lambda$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2\sin(\theta)}$$

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_{UV}}{\sin(\theta)} \qquad \text{(II. 5)}$$

où λ_B est la longueur d'onde du réseau de Bragg, Λ est période du réseau de Bragg et θ représente l'angle de diffraction du masque de phase.

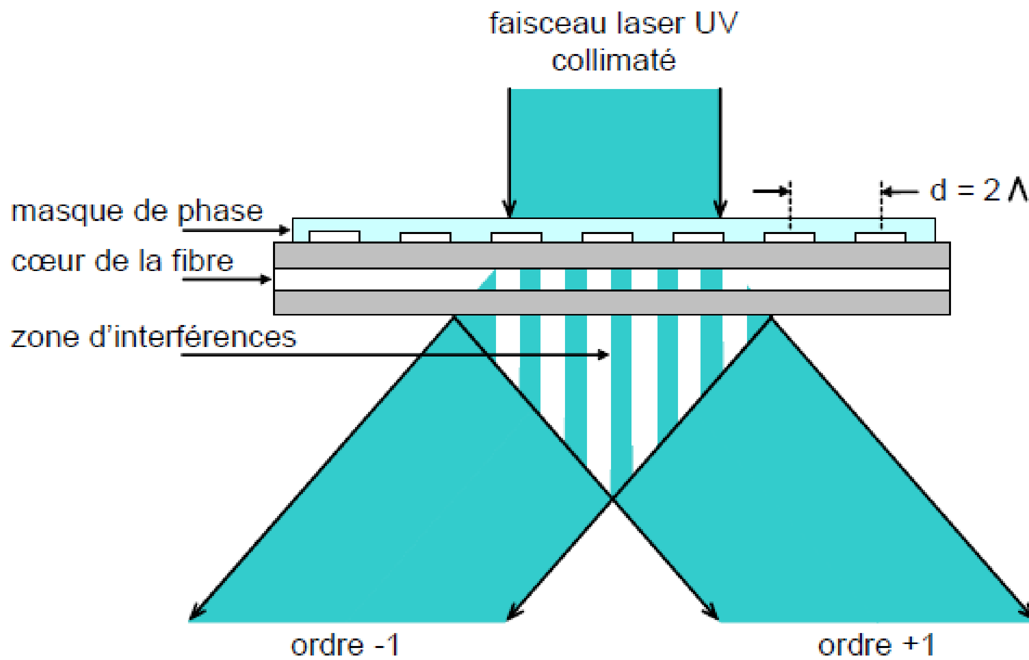


Figure II.5. Inscription d'un réseau par la méthode du masque de phase [23].

II.4.3. Technique d'inscription point-par-point des réseaux de Bragg

Une méthode d'inscription des réseaux de Bragg appelée point-par-point à été décrite pour la première fois par Malo et al en 1993 [26] elle consiste à modifier localement l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique en focalisant fortement un faisceau sur un point. Le faisceau est ensuite déplacé de façon très précise pour former la structure périodique. Cette technique fort intéressante a été démontrée à l'aide d'impulsions femtosecondes infrarouges par Martinez et al, 2004 [27]. Il va sans dire que cette technique nécessite un déplacement extrêmement précis du faisceau focalisé par rapport au cœur de la fibre ainsi qu'un alignement quasi-parfait pour que la zone de changement d'indice confinée à une dimension de quelques microns demeure alignée avec le cœur de la fibre optique ayant également un diamètre de quelques microns sur une longueur de plusieurs millimètres. La première démonstration d'inscription d'un FBG de bonne qualité par cette méthode utilisait des impulsions femtosecondes proche-infrarouges à 800nm. La figure II.6 présente le montage utilisé pour l'inscription des réseaux

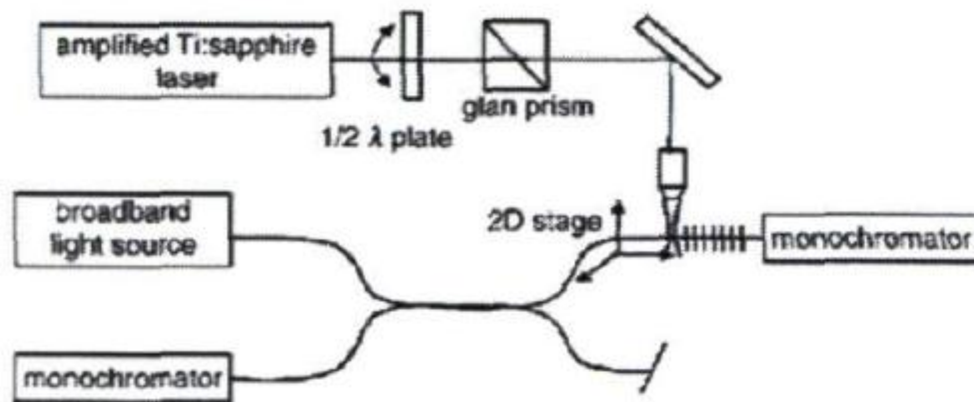


Figure II.6. Montage point-à-point pour l'inscription d'un réseau dans la fibre optique [28].

Le principal avantage de cette technique provient du fait qu'elle permet l'utilisation d'un laser émettant des impulsions femtosecondes de faible énergie (environ 1 microjoule) donc moins complexe et moins coûteux [29]. De plus, aucun masque de phase n'est nécessaire pour effectuer l'inscription du réseau de Bragg ce qui donne de la flexibilité à la méthode car le pas du réseau peut être ajusté très simplement en ajustant la vitesse de translation du faisceau. Par contre, cette technique nécessite un système de déplacement extrêmement précis, un alignement quasi parfait et une stabilité mécanique extrêmement bonne, ce qui la rend difficile à adapter pour la fabrication en volume de FBGs.

II.4.4. Technique d'inscription de réseaux de Bragg par l'interféromètre de Sagnac

Cette technique interférométrique présente de nombreux avantages, la flexibilité en longueur d'onde. Elle permet d'inscrire des réseaux de Bragg à différentes longueurs d'onde. Le montage basé sur l'interféromètre de Sagnac a été développé au laboratoire du COPL par Pierre-Yves Cortès [29]; dans ce montage le masque de phase n'est pas utilisé pour créer la figure d'interférence, mais uniquement comme un élément optique permettant de séparer la lumière incidente en deux faisceaux, la fibre est placée légèrement au-dessus du masque de phase pour lui éviter tout contact avec ce dernier. Le faisceau lumineux provient d'un laser Argon doublé émettant à 244 nm en régime continu et pouvant libérer une puissance maximale de 200 mW. Ce faisceau est dévié par le miroir M de 1″de diamètre, qui se déplace le long du masque de phase. En traversant le masque de phase, le faisceau UV se sépare en deux ordres –1 et +1 suivant un angle θ.

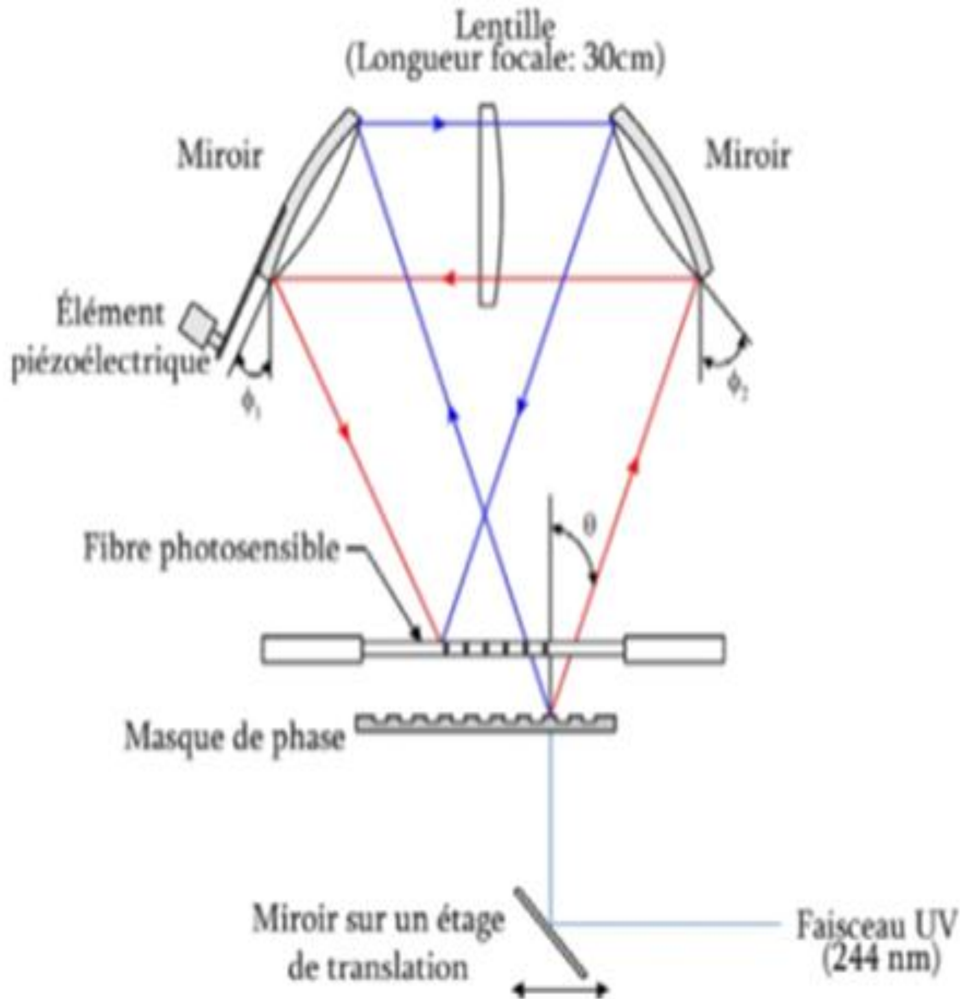


Figure II.7. Montage d'inscription des réseaux de Bragg par l'interféromètre de type Sagnac [29].

Le faisceau émanant de la diffraction d'ordre 1 sera réfléchi en premier lieu par le miroir M2 ensuite par le miroir M1 (les diamètres des deux miroirs M1 et M2 sont de 2″) alors que l'autre faisceau diffracté sera réfléchi par M1 en premier puis par M2. Les deux faisceaux se recombinent au niveau de la fibre pour former une figure d'interférence qui sera à l'origine de l'inscription du réseau. Une lentille convergente cylindrique, de distance focale égale à 280 mm pour une longueur d'onde de 244 nm, cette dernière permet de focaliser l'énergie du faisceau sur le cœur de la fibre. L'angle θ est fixé par le pas du masque de phase ; pour réinscrire un réseau de Bragg à une longueur d'onde différente, il nous suffit de changer l'angle α; la valeur de la longueur d'onde de Bragg est donnée par la relation:

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_{UV}}{\sin(\alpha)} \qquad \text{(II.6)}$$

A partir de ce montage, on peut obtenir des réseaux de Bragg ayant les caractéristiques suivantes :

- Une longueur d'onde comprise entre 800 nm et 1600 nm avec une précision de 0.08 nm.
- Une largeur spectrale à 3dB de 0.15nm à 0.5nm.
- Une réflectivité allant de 10 à 99.9 %.
- La distance de séparation entre deux réseaux de Bragg peut varier de 0.1mm à 5cm avec une résolution de 1µm.

II.4.5. Technique d'écriture multiple réseaux de Bragg sur la fibre optique

La réalisation des codeurs/décodeurs pour un système OCDMA nécessite une grande précision. Au début les réseaux de Bragg ont été gravés dans de la fibre il faut traitée à l'hydrogène à cause d'effet de la diffusion d'hydrogène dans le cœur de la fibre augmente sa photosensibilité [30-32] ; la fibre est placée dans une enceinte d'hydrogène moléculaire à haute pression (≈1500 psi) et à température ambiante pendant dix jours « jusqu'à la saturation en molécule hydrogène avant de l'exposer aux radiations UV ». Un codeur consiste en une série de réseaux de longueurs d'onde différentes pour un codage spectral (ou avec même longueur pour un codage temporel) qui sont positionnés les uns par rapport aux autres sur la fibre avec un espacement constant entre eux (ou déférente); suivant une séquence de code bien définie à l'avance. Ce dispositif est représenté sur la figure II.8, ce système avec cinq degrés de liberté c'est-à-dire qu'il peut se déplacer suivant plusieurs direction avec une très grande précision. Le fait d'alignement consiste à positionner la fibre (en X, Y, Z, θ, φ) avec la figure d'interférence crée par les deux miroirs M1 et M2. L'ajustement des paramètres X, Y, Z, θ et φ s'effectue pour deux positions du miroir M (aux deux extrémités du masque de phase). Une fois la fibre alignée avec le patron d'interférence, nous pouvons commencer à graver des réseaux : ainsi, nous commençons par en graver un puis nous déplaçons la fibre horizontalement de la distance voulue afin de se positionner pour graver le réseau suivant. Un déplacement suivant l'axe perpendiculaire au plan du masque de phase est nécessaire dans le cas d'un changement de longueur d'onde (en changeant l'angle du miroir M1), puisque, à la suite du mouvement du miroir, le patron d'interférence subit une translation suivant l'axe perpendiculaire au plan du masque, ce qui nécessite le déplacement de la fibre dans ce même sens.

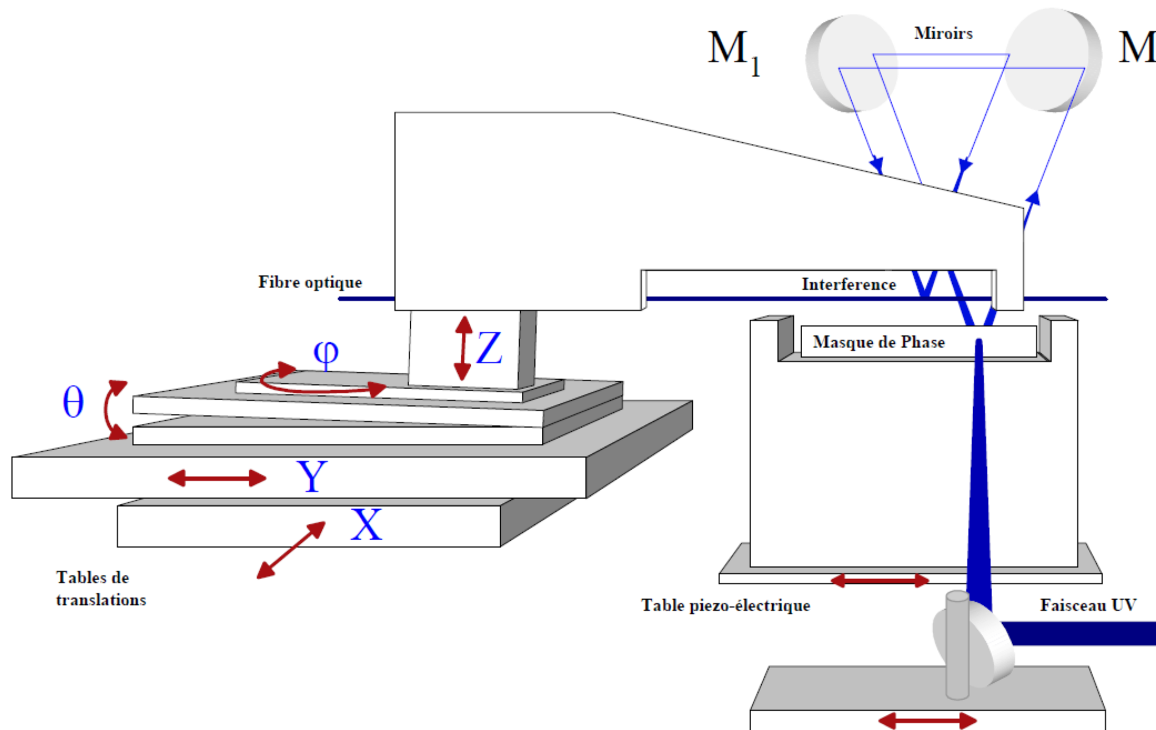


Figure II.8. Montage d'inscription de multiples réseaux de Bragg [31].

II.5. La théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés est une méthode générale [33]. Elle est appliquée dans de nombreux domaines (optiques, mécanique, quantique…) où interviennent des propagations d'onde dans un milieu.

Dans une fibre optique, la lumière est propagée à l'aide de modes dont les solutions pour un système considéré comme parfait (sans pertes de puissance) sont données au chapitre I. Bien que dans la réalité, une perturbation ou un seul défaut dans le système, tel qu'une variation du diamètre de la fibre, donne lieu à des couplages de puissance d'un mode à un autre. Le couplage est la conséquence d'une perturbation opto-géométrique du guide. Dans notre cas, nous prendrons comme perturbation le réseau de Bragg caractérisé par une variation locale de l'indice qui varie lentement le long de la longueur du guide d'onde. L'influence de cette perturbation peut être évaluée grâce à la théorie des modes couplés qui a pour origine les équations de Maxwell de nombreux travaux sur le couplage, dans le cas des FBG, comme Snyder [34], Yamada [35], Erdogan [36], Othonos [37] , Kashyap [15], Marin [38] et Skaar [39] existent depuis des décennies.

Pour appliquer la théorie des modes couplées dans le cas du réseau de Bragg, il faut considérer que la fibre est monomode, sans perte (conservation de l'énergie) et que l'interaction de la lumière à la longueur d'onde de Bragg est le résultat seulement entre le

mode qui se propage dans la fibre « copropagatif » et le mode « contrapropagatif » évoluant en sens inverse.

En supposant que la propagation des ondes a lieu dans un guide d'ondes avec une perturbation, la réponse totale de la polarisation du ce milieu diélectrique peut être représentée par une combinaison de deux termes

$$\bar{P} = \bar{P}_{non-pert} + \bar{P}_{réseau} \tag{II.7}$$

Avec

$$\bar{P}_{non-pert} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \bar{E} \tag{II.8}$$

L'équation d'onde s'écrit sous la forme

$$\nabla^2 \bar{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} \tag{II. 9}$$

où ε_0 la permittivité dans le vide diélectrique, μ_0 la perméabilité dans le vide, $\chi^{(1)}$ la susceptibilité linéaire et $\bar{E}$ le champ électrique appliqué.

$$\nabla^2 E_{\mu t} + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{\mu t} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{réseau,\mu} \tag{II.10}$$

ε_r permittivité relative, cette expression se référant au mode transverse de nombre μ

Le champ transverse total s'exprime en fonction des champs électriques et magnétiques. Les équations de modes couplés qui en résultent sont données par:

$$E_t = \frac{1}{2}\left(A_v \xi_{vt} e^{i(\omega t - \beta_v z)} + cc + B_\mu \xi_{\mu t} e^{i(\omega t + \beta_\mu z)} + cc\right) \tag{II. 11}$$

$$H_t = \frac{1}{2}\left(A_v H_{vt} e^{i(\omega t - \beta_v z)} + cc - B_\mu H_{\mu t} e^{i(\omega t + \beta_\mu z)} - cc\right) \tag{II. 12}$$

En utilisant ces deux expressions (II.11) et (II.12) dans l'équation (II.10) il est possible de caractériser le comportement d'un réseau de Bragg en fonction du mode qui se propagent dans le composant.

$$\left[\frac{\partial A_v}{\partial z} e^{i(\omega t - \beta_v z)} + cc\right] - \left[\frac{\partial B_\mu}{\partial z} e^{i(\omega t + \beta_\mu z)} + cc\right] = +\frac{i}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{réseau,t}\, \xi^*_{\mu,vt} dxdy \tag{II. 13}$$

La perturbation périodique de l'indice de réfraction le long de la fibre peut être décrite par l'équation suivante [36]

$$P_{réseau} = 2n\varepsilon_0 \left\{\overline{\Delta n} + \frac{\Delta n}{2}\left(e^{i[(2\pi N/\Lambda)z + \emptyset(z)]} + cc\right)\right\} E_\mu \tag{II. 14}$$

En remplaçant l'équation (II.14) dans celle-ci-dessous (II.13); et on considère que le couplage qui en résulte entre le mode copropagatif et contrapropagatif l'équation des modes couplés sont déduites ci-après :

$$\frac{\partial B_\mu}{\partial z} = ik_{dc}B_\mu + ik_{ac}A_v e^{-i(\Delta\beta z - \emptyset[z])} \quad \text{(II.15)}$$

Où k_{dc} et k_{ac} les coefficients de couplage

Avec $\Delta\beta = \beta_\mu + \beta_v - \frac{2\pi N}{\Lambda}$

Si μ = ν en exprimant la valeur des amplitudes par la driver de l'équation (II.13), nous obtenons :

$$\frac{\partial A_v}{\partial z} = -ik_{dc}A_v - ik_{ac}^* A_v e^{i(\Delta\beta z - \emptyset[z])} \quad \text{(II.16)}$$

On considère que le couplage s'effectue entre deux modes se propageant dans des sens opposés. Soit R le mode (reference) copropagatif qui se propage suivant le rayon incident +z et S le mode (signal) contrapropagatif suivant –z qui sont les fonctions enveloppe lentement variable du champ, on a [40] :

$$R = A_v e^{-(i/2)[\Delta\beta z - \emptyset(z)]}$$

$$S = B_\mu e^{(i/2)[\Delta\beta z - \emptyset(z)]} \quad \text{(II.17)}$$

L'équation (II.17) peut se remplacer dans les équations des modes couplés (II.15) et (II.16). Les équations des modes couplés s'écrivent [41] :

$$\frac{dR}{dz} + i\left[k_{dc} + \frac{1}{2}\left(\Delta\beta - \frac{d\emptyset(z)}{dz}\right)\right]R = -ik_{ac}^* S \quad \text{(II.18)}$$

$$\frac{dS}{dz} - i\left[k_{dc} + \frac{1}{2}\left(\Delta\beta - \frac{d\emptyset(z)}{dz}\right)\right]S = ik_{ac}R \quad \text{(II.19)}$$

Où

$$\hat{\sigma} = \left[k_{dc} + \frac{1}{2}\left(\Delta\beta - \frac{d\emptyset(z)}{dz}\right)\right] \quad \text{(II.20)}$$

$\hat{\sigma}$ est le coefficient général de l'auto-couplage « DC » il s'appelle aussi désaccord local, et $\frac{1}{2}\frac{d\emptyset(z)}{dz}$ décrit le « chirp » possible de la période de réseau,

Le coefficient de couplage k_{ac} et le désaccord local $\hat{\sigma}$ sont deux paramètres importants dans les équations des modes couplés (II.18) et (II.19). Ils sont les paramètres fondamentaux dans le calcul de la réponse spectrale de la fibre à réseau de Bragg.

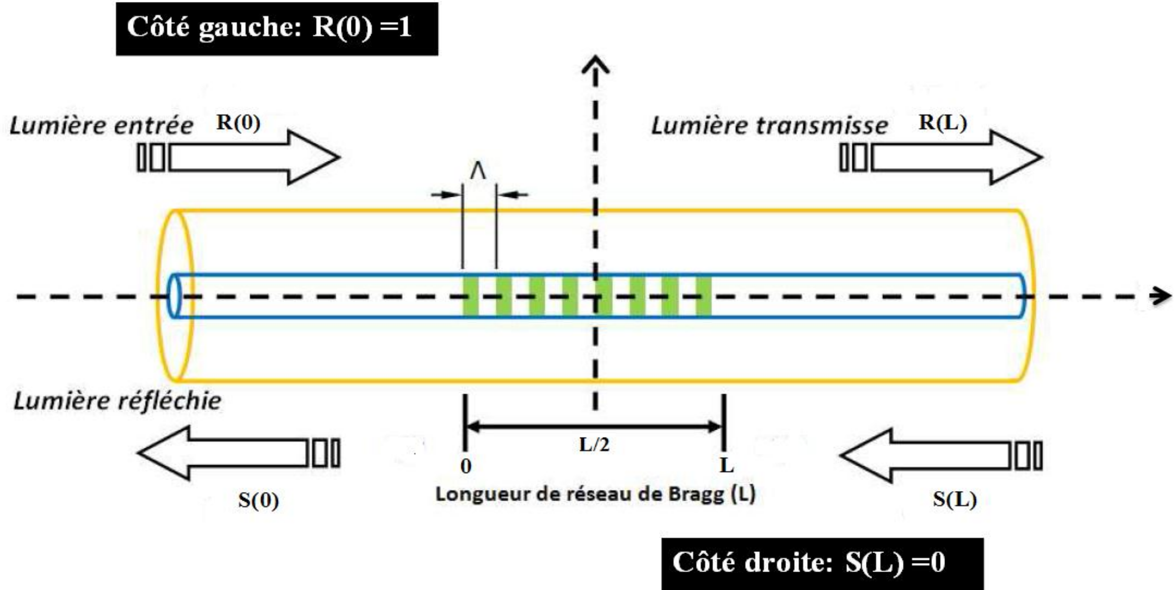


Figure II.9. Principe du couplage assisté par un réseau de Bragg avec les conditions initiales par rapport au champ d'entrée utilisé pour le calcul des réponses spectral [39].

Pour déterminer la réflectivité du réseau de Bragg, nous considérons les conditions aux limites suivantes sur les champs : pour un réseau de Bragg le mode contre propageant n'est pas présent à la sortie, ce qui nous donne : $S(L)= 0$, et le mode aller n'est pas couplé à l'entrée du réseau, c'est à dire que : $R(0)=1$ (puissance incidente). La réflectivité est alors donnée par [39] (figure II.9):

$$\rho = \frac{S(0)}{R(0)} \qquad (II.21)$$

II.5.1. Méthode de modélisation

Dans la plupart des réseaux de Bragg, la variation d'indice induite est approximativement uniforme dans le cœur, et il n'y a pas de modes de propagation en dehors du cœur de la fibre. Avec cette supposition, les modes de gaine dans la fibre sont négligés pour ce programme de simulation. Si l'on néglige les modes de gaine, le champ électrique du réseau peut être exprimé simplement par la superposition des modes fondamentaux en avant et en arrière dans le cœur. La théorie de mode coupler dans les réseaux de Bragg est bien présentée au-dessus, mais d'autres techniques analytiques et numériques ont été employées pour simuler les spectres de réseau [42,43], telles que l'approximation de Hong et al. [42], la

méthode de transformée de Fourrier [44] et la méthode de « layer peeling » [45]. Mais les méthodes les plus communes et les plus utiles pour calculer les spectres de réflexion ou de transmission de la fibre à réseau de Bragg sont : la méthode des modes couplés calculée par matrice de transfert [36], la méthode de Rouard [46], et la méthode de matrice de transfert (TMM, Transfer Matrix Method).

La méthode de matrice de transfert (TMM, Transfer Matrix Method) [1, 34] est une approche plus simple et efficace pour simuler la propagation d'onde dans une pile de multicouches, par exemple, fibre à réseau de Bragg. Pour résoudre les équations des modes couplés [1,47] On choisir cette méthode, cette approche numérique a été utilisée pour la première fois par Yamada [34] afin d'analyser les réponses spectral des réseaux de Bragg. L'indice de réfraction est alternatif, donc la pure réflectivité d'interface entre le milieu d'indice n_1 et le milieu d'indice n_2 est alternative aussi. Comme les réflectivités d'interface alternent et que le déphasage après un aller-retour dans chaque couche est π, toutes les ondes réfléchies interfèrent de manière constructive.

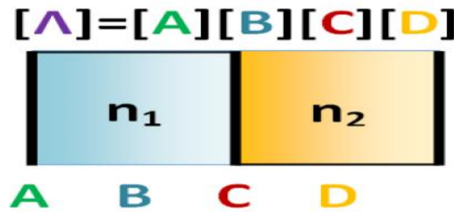


Figure II.10. Matrice se représentant une période dans le réseau de Bragg.

Comme la méthode de Rouard, la méthode de matrice de transfert n'a pas besoin de résoudre les équations de couplage compliquées. Par contre, le réseau de Bragg est simplement exprimé par deux types de matrice : celle d'interface et celle de propagation. Comme indique la Figure II.10 montre le calcul pour une période composée par deux matrices d'interface n_1 et n_2, ainsi que deux matrices de propagation dans un milieu unique n_1 et n_2. Donc le produit de multiplication se représente par la matrice d'une seule période de réseau. La matrice d'interface et celle de propagation s'expriment respectivement dans les équations (II.22)-(II.25) ci-après :

$$[A] = \frac{1}{2n_2}\begin{bmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{bmatrix} \tag{II.22}$$

$$[B] = \begin{bmatrix} -\frac{i2\pi n_1 \delta l_B}{\lambda} & 0 \\ 0 & \frac{i2\pi n_1 \delta l_B}{\lambda} \end{bmatrix} \tag{II.23}$$

$$[C] = \frac{1}{2n_1}\begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{bmatrix} \tag{II.24}$$

$$[D] = \begin{bmatrix} -\frac{i2\pi n_2 \delta l_D}{\lambda} & 0 \\ 0 & \frac{i2\pi n_2 \delta l_D}{\lambda} \end{bmatrix} \tag{II.25}$$

Donc, la matrice représentant une période est :

$$[\Lambda] = [A][B][C][D] \tag{II.26}$$

où $l_B = \delta l_D = \Lambda/2$, c'est la moitié de la longueur d'une période.

Si on multiplie successivement la période une par une (où l'indice de réfraction et la période restent constants), on obtient la matrice totale de transfert représentant le réseau de Bragg uniforme (figure II.12.a), montrée dans l'équation II.27 [48]:

$$[\Lambda_1][\Lambda_2][\Lambda_3] \cdot \ldots \cdot [\Lambda_N] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = F_i \tag{II.27}$$

Avec

$$F_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \delta l) - \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} sinh(\gamma_B \delta l) & -i\frac{k}{\gamma_B} sinh(\gamma_B \delta l) \\ i\frac{k}{\gamma_B} sinh(\gamma_B \delta l) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} sinh(\gamma_B \delta l) \end{bmatrix} \tag{II.28}$$

Où

$$\begin{cases} \gamma_B = \sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2}\,, & k^2 > \hat{\sigma}^2 \\ \gamma_B = i\sqrt{\hat{\sigma}^2 - k^2}, & k^2 < \hat{\sigma}^2 \end{cases} \tag{II.29}$$

Les équations des modes couplés (II.18) et (II.19) peuvent être résolues par cette méthode de matrice de transfert non seulement pour les réseaux uniformes mais pour les réseaux non-uniformes également. La Figure II.11 illustre les structures que l'on peut modéliser par cette méthode. La marche de l'indice de réfraction et la période restent constants dans le cas (a). La matrice 2x2 est alors pareille pour chaque période du réseau uniforme. La matrice totale est obtenue en multipliant toutes les matrices individuelles, l'équation (II.30) montre le calcul :

$$\begin{bmatrix} R_{+L/2} \\ S_{+L/2} \end{bmatrix} = [\Lambda]^N \cdot \begin{bmatrix} R_{-L/2} \\ S_{-L/2} \end{bmatrix} \qquad \text{(II.30)}$$

où N est le nombre de période de réseau dans la fibre.

Et puis à l'aide des conditions aux limites, on peut calculer la réflectivité ainsi que la transmission en utilisant les équations suivantes :

$$R_B(\lambda) = r_B^2(\lambda) = \left|\frac{M_{21}}{M_{11}}\right|^2 \qquad \text{(III.31)}$$

$$T_B(\lambda) = r_B^2(\lambda) = \left|\frac{1}{M_{11}}\right|^2 \qquad \text{(III.32)}$$

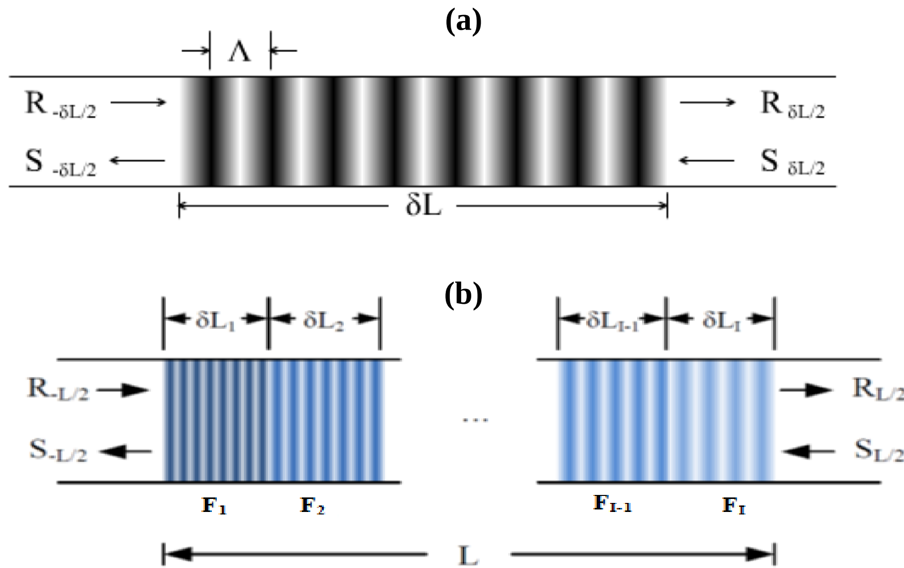


Figure II.11. Principe de la méthode des matrices de transfert (a) fibre à réseau de Bragg uniforme (b) fibre à réseau de Bragg non-uniforme.

La méthode de matrice pour résoudre les équations des modes couplés est capable de calculer aussi la fibre à réseau de Bragg non-uniforme Figure II.11 (b). Une fibre à réseau de Bragg non-uniforme peut être divisée en plusieurs segments uniformes le long de la fibre. La lumière à l'entrée se propage en traversant chaque segment uniforme i, qui est décrit par une matrice de transfert F_i (i=1, 2, ...I), la matrice entière du réseau de Bragg non-uniforme s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} R_{+L/2} \\ S_{+L/2} \end{bmatrix} = F_I \cdot F_{I-1} \cdot \ldots \cdot F_i \cdot \ldots F_2 \cdot F_1. \begin{bmatrix} R_{-L/2} \\ S_{-L/2} \end{bmatrix} \qquad \text{(II.33)}$$

Dans le cas des réseaux à saut de phase, la matrice de transfert total est déterminée par le nombre de sections uniformes dans le réseau et en insérant une matrice de saut de phase F_{pi}^{B} entre les le produit du matrice de transfert F_i et F_{i+1} pour un saut de phase localisé après la $i^{éme}$ section [48]:

$$F_{pi}^{B} = \begin{vmatrix} \exp(\frac{-\phi_i}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(\frac{\phi_i}{2}) \end{vmatrix} \qquad (II.34)$$

Où ϕ_i est le saut de phase

Les effets des variations de la valeur de chaque paramètre constituant un réseau de Bragg peuvent ensuite être facilement déduits des modélisations des réponses spectrales complexes du composant (les codeurs ou les décodeurs). Les variables indispensables pour effectuer la modélisation sont :

a) Pour la fibre : les paramètres opto-geométriques de la fibre, les indices du cœur et de la gaine, leurs diamètres, etc..
b) Pour le réseau de Bragg : le pas, la longueur, le coefficient de couplage, l'indice de modélisation, l'apodisation, les sauts de phase, etc..
c) Pour la source optique incidente : la largeur et la résolution spectrale.

L'outil de modélisation donne la réponse spectrale de transmission et de réflexion pour un réseau de Bragg, en plus il peut être déduire des autres caractéristiques comme le temps de retard (GTD, Group Time Delay) et la dispersion chromatique. Le temps de retard et la dispersion peuvent être obtenus de la phase de la réflectivité et de la transmission du réseau de Bragg.

Le déphasage subi par l'onde en transmission et en réflexion sont exprimé par :

$$\theta_t(\lambda) = \arg\big(t(\lambda)\big)$$
$$\theta_r(\lambda) = \arg\big(r(\lambda)\big) \qquad (II.35)$$

Le temps de retard $\tau_r(\lambda)$ en réflexion ($\tau_t(\lambda)$ en transmission) dans un réseau de Bragg est défini par:

$$\tau_r(\lambda) = \frac{d\theta_r}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{d\theta_r}{d\lambda} \qquad (II.36)$$

Où θ_r est la phase venant de la réflectivité complexe de réseau en [radians], ω est la vitesse angulaire, c est la célérité de lumière en [$m.s^{-1}$]. Le temps de retard est exprimé en picoseconde [ps].

La dispersion chromatique d_r exprimer en [ps/nm] est donnée par :

$$d_r = \frac{d\tau_r}{d\lambda} = \frac{2\tau_r}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c}\frac{d^2\theta_r}{d\lambda^2}$$

$$= -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\frac{d^2\theta_r}{d\omega^2} \quad (II.37)$$

II.5.2. L'apodisation des Réseaux de Bragg

L'apodisation des réseaux peut considérablement améliorer le rapport de suppression des lobes latéraux non seulement pour le réseau uniforme mais aussi pour le réseau non-uniforme. L'apodisation dans un réseau indique que la modification de l'indice de réfraction est modulée à chaque période le long de la direction de propagation du réseau, de ce fait elle réduit les réflexions du réseau induites par les modes latéraux. Du point devue mathématique, la fonction de modulation de l'indice de réfraction du réseau est multipliée par une fonction d'apodisation. Il est très important de minimiser et, si possible, éliminer la réflexion des lobes secondaires [49]. L'effet de l'apodisation dans les modèles du réseau de Bragg peut être représenté par une fonction de z, g(z) dans l'indice de réfraction [50]. L'indice de réfraction d'un réseau de Bragg apodisé peut être écrit per l'équation suivante :

$$n(z) = n_0 + \delta n_{dc} + \delta n_{ac}(z) g(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} + \varphi(z)\right) \quad (II.38)$$

Où n_0 est l'indice de réfraction du cœur de fibre sans perturbation, δn_{dc} est la valeur moyenne de la modulation de l'indice, en général $n_0 \gg \delta n_{dc}$. $\Delta n_{ac}(z)$ est l'amplitude de modulation de l'indice le long de la fibre, g(z) est la fonction d'apodisation, φ(z) est la phase du réseau, et Λ est la période du réseau de Bragg.

Plusieurs fonctions d'apodisation qui peuvent être utilisées dans le programme de simulation. On peut également définir pour chacun de ces profils, dans la liste suivante [51] :

- Réseau non-apodisé :

$$g(z) = 1 \quad (II.39)$$

- Profil de la fonction de Gaussian :

$$g(z) = exp\left[-4\ln(2)\left[\frac{z - \frac{L}{2}}{L}\right]^2\right], \qquad 0 \le z \le L \quad (II.40)$$

- Profil de la fonction de Raised-cosine :

$$g(z) = \frac{1}{2}\left\{1 + cos\left[\frac{\pi\left(z - \frac{L}{2}\right)}{FWHM}\right]\right\}, \quad 0 \le z \le L \quad (II.41)$$

FWHM (full-width-at-half-maximum) est la largeur à mi-hauteur typiquement égal L;

Profil de la fonction de Sinc

$$g(z) = \frac{sin\left[\frac{2\pi}{L}\left(z - \frac{L}{2}\right)\right]}{\frac{2\pi}{L}\left(z - \frac{L}{2}\right)}, \quad 0 \leq z \leq L \qquad (II.42)$$

- Profil de la fonction de Hamming :

$$g(z) = \frac{1 + \chi cos\left[\frac{2\pi\left(z - \frac{L}{2}\right)}{FWHM}\right]}{1 + \chi}, \quad 0 \leq z \leq L \qquad (II.43)$$

- Profil de la fonction de Blackman

$$g(z) = \frac{1 + (1 + \chi)cos\left[\frac{2\pi\left(z - \frac{L}{2}\right)}{FWHM}\right] + \chi cos\left[\frac{4\pi\left(z - \frac{L}{2}\right)}{FWHM}\right]}{2(1 + \chi)}, \quad 0 \leq z \leq L \qquad (II.44)$$

- Profil de la fonction de Tangente Hyperbolique

$$g(z) = \frac{tanh\left[\chi\left(1 - 2\left|\frac{z - \frac{L}{2}}{L}\right|\right)\right]}{\tanh(\chi)}, \quad 0 \leq z \leq L \qquad (II.45)$$

- Profil de la fonction Super Gaussienne

$$g(z) = exp\left\{-\ln 2\left[\frac{2\left(z - \frac{L}{2}\right)}{FWHM}\right]^{2m}\right\}, \qquad 0 \leq z \leq L \qquad (II.46)$$

m est le nombre d'ordre Gaussien, il faut m > 1 pour avoir une fonction super gaussienne;

La réponse spectrale devient beaucoup plus lisse quand le réseau est apodisé. Également, Il y a moins de fluctuations sur le temps de retard. C'est plus avantageux de construire des codeurs/décodeurs à l'aide l'apodisation.

II.6. Les différents types des réseaux de Bragg

Lors de l'écriture d'un réseau de Bragg, il est possible de modifier plusieurs paramètres comme la force du réseau, la phase ou la visibilité, afin d'obtenir différentes propriétés comme l'apodisation, le glissement en fréquence, etc. Ces propriétés spécifiques

donnent aux réseaux de Bragg un avantage certain sur les filtres de l'optique massive. Dans de ce paragraphe, nous présenterons les différents types de réseaux.

II.6.1. Réseau de Bragg uniforme

Dans ces réseaux "standards", la modulation d'indice de réfraction varie suivant une fonction quasi-sinusoïdale sur une section de longueur L du cœur de la fibre optique. Dans cette section du réseau, le profil de l'indice de réfraction s'écrit de la forme générale suivante [36] :

$$n(z) = n_0 + \frac{\delta n(z)}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_0} z\right) \quad \text{(II. 47)}$$

où z est l'abcisse le long de la fibre optique. En dehors de segment L du réseau, l'indice vaut l'indice moyen n_0 de la fibre optique], Λ_0 est la période de modulation. La formule (II.47) fait apparaître l'amplitude de modulation $\delta n(z)$. Pour un réseau uniforme, cette amplitude est constante. Il est possible de paramétrer cette amplitude avec une fonction d'enveloppe de type gaussien ou cosinus…etc, comme le montre la figure (II.12) [15]. Il est également possible de paramétrer la période en fonction de la longueur. La période est constante dans le cas d'un réseau uniforme, Le réseau obtenu admet alors un spectre aux caractéristiques singulières.

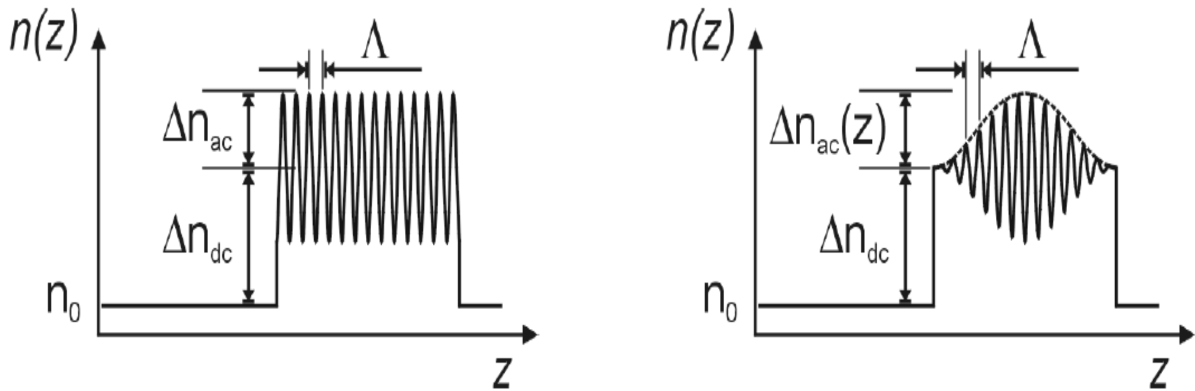


Figure II.12. Profil de l'indice de réfraction: (a) réseau uniforme, (b) réseau apodisé (enveloppe gaussienne) [15].

Donc, un FBG uniforme a les caractéristiques suivantes : l'amplitude de modulation d'indice δn constant (varie typiquement entre 10^{-3} à 10^{-5}), la longueur L entre 1 et 100 mm de long, et une période Λ de l'ordre de 500 nm pour une longueur de Bragg λ_B de l'ordre de 1500 nm. L'indice n_0 se distingue de l'indice effectif. Ce dernier correspond à une valeur intégrée moyenne de n(z). Bien que la modulation soit très faible (de l'ordre 10^{-4}) devant

l'indice de cœur, soit δn=0,01 % de n_0, cela suffit cependant pour obtenir des FBG de bonne qualité. La qualité d'un réseau est globalement proportionnelle à la valeur maximale du taux de transmission ou de réflexion. Au-delà de 90 %, on admet que le FBG est de bonne qualité.

II.6.2. Réseau de Bragg chirpé

Le terme chirp s'utilise pour désigner une variation de la fréquence de Bragg le long de l'axe z. En introduisant un chirp dans un réseau, il est ainsi possible d'élargir sa réponse spectrale [52]. Ce type des réseaux présentent une période non uniforme sur toute la longueur de la portion du réseau. La période peut être variée de façon symétrique, soit de manière progressive ou destructive entre les deux extrémités du réseau. La variation peut être linéaire en fonction de la longueur du réseau (chirp linéaire) [53], ou peut être quadratique (chirp non linéaire). Une autre alternative la période peut être constante ou variable le long du réseau mais la photo-inscription se fait avec un indice de modulation variable suivant une fonction prédéfinie (gaussienne par exemple). La variation d'amplitude d'indice s'obtient en modifiant la puissance du laser d'écriture ou le temps d'exposition suivant un profil d'amplitude souhaité. La réponse spectrale de ce type de réseau présente des oscillations du côté des courtes longueurs d'onde comme nous pouvons le remarquer sur la figure (II.13).
La variation d'indice effective d'un réseau chirpé s'exprime de la manière suivante :

$$\delta n_{eff}(z) = \Delta n(z)\left\{1 + v\cos\left[\frac{2\pi z}{\Lambda + C_\Lambda z}\right]\right\} \qquad (II.48)$$

où C_Λ est le coefficient de chirp (typiquement, il varie entre 0,05 et 40 nm / mm)

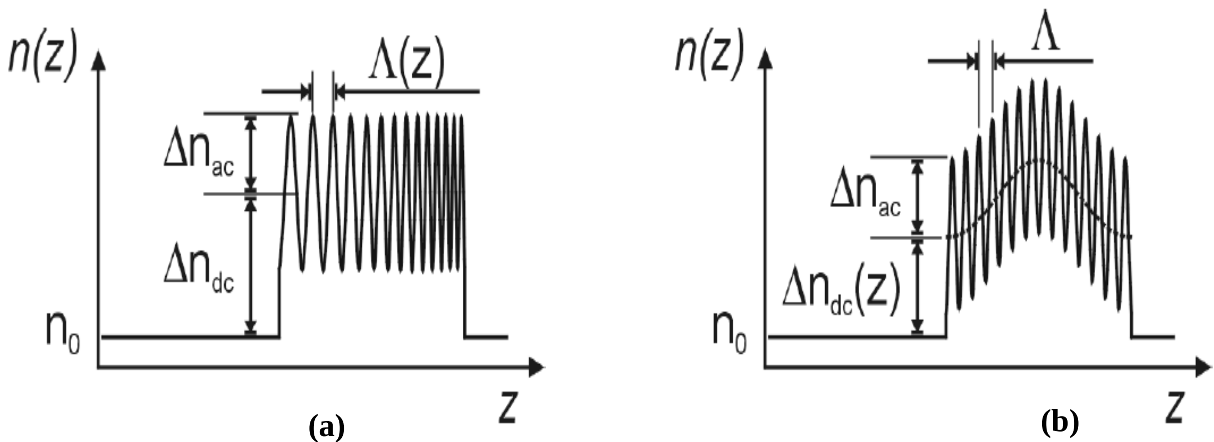


Figure II.13. Le profil de l'indice de modulation d'un réseau chirpé: (a) réseau de Bragg à pas variable, (b) réseau de Bragg à amplitude d'indce variable [53].

La figure II.13 montre la variation d'indice de réfraction pour ce type de réseaux, (a) pour seulement une variation de la période ($\Delta n(z)$ = const.) la variation du pas est supposé en fonction du coefficient de chirp ou (b) en considérant seulement une variation d'indice de modulation ($C_{\Lambda} = 0$). Avec une variation du pas (ou d'indice de modulation), il est possible d'introduire un délai entre les différentes longueurs d'onde ce qui permet de compenser de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission [54]. Il est en effet possible, avec un réseau de quelques centimètres, de compenser la dispersion chromatique induite par la propagation sur plusieurs centaines de kilomètres de fibre optique. De plus, la longueur d'onde de Bragg étant variable, il est possible de réaliser des filtres réfléchissant une bande spectrale de plusieurs nanomètres.

II.6.3. Réseau de Bragg à saut de phase « Phase shifted Bragg grating »

L'insertion de saut de phase dans un réseau de Bragg introduit une résonance étroite à la longueur d'onde centrale, le réseau devient alors un filtre passe-bande très sélectif en longueur d'onde. En effet, l'introduction d'un saut de phase de λ/4 dans un réseau de Bragg correspond à l'insertion d'une section non modulée de longueur égale à λ /2 au milieu de réseau [55]. En conséquence, l'évolution spatiale de la phase le long du réseau présente une rupture à la position du saut de phase et reste invariante ailleurs. Cette rupture permet d'interpréter le réseau à saut de phase comme étant constitué de deux sous-réseaux adjacents, S1 et S2, séparés par le saut de phase. La distance entre les deux sous-réseaux δL créé par un saut de phase ϕ est donnée par la relation suivante [56, 57]:

$$\delta l = \frac{\lambda_B}{4\pi n_{eff}} \emptyset \qquad (II.49)$$

Pratiquement, un saut de phase est généralement obtenu par superposition locale de deux systèmes d'interférences en opposition de phase. Le saut de phase ainsi photo-inscrit est 'réparti' sur une distance de quelques centaines de micromètres. Une technique originale développée au laboratoire de Mesures optique fondée sur un montage à miroir de LIoyd modifié utilisant des lames de phase permet d'inscrire tout saut de phase d'amplitude choisie à toute longueur d'onde située dans le spectre du réseau.

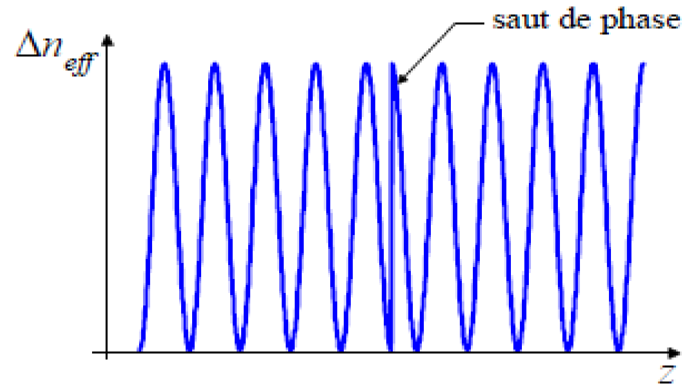


Figure II.14. Le profil de l'indice de modulation d'un réseau à saut de phase [56].

II.6.4. Réseaux à traits inclinés « Blazed (or tilted) grating »

Les réseaux de Bragg à traits inclinés ce sont des réseaux à pas courts, dans laquelle la modulation en indice est inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe de propagation de la fibre optique [58], ce qui introduire un couplage de la lumière à l'intérieur et à l'extérieur du cœur du fais de la rupture de symétrie. Ce type des réseaux présentent une réponse spectrale plus complexe que les réseaux uniformes. Ce grand nombre de résonances spectrales traduit le caractère multimodal de la cavité optique constituée par la gaine de la fibre. Donc le couplage se fait entre le mode fondamental et les modes de gaine contra-propagatif. La condition d'accord de phase est donnée par :

$$\lambda_{rés} = \left(n_{eff,coeur} + n^{m}_{eff,gaine}\right)\frac{\Lambda}{\cos\theta} \qquad (II.50)$$

où $\lambda_{rés}$ est la longueur de résonnance, $n_{eff,coeur}$ l'indice effectif du mode se propageant dans le cœur et $n^{m}_{eff,gaine}$ est l'indice effectif du $m^{ième}$ mode de gaine.

Le spectre de ce type des réseaux est fortement sensible aux changements d'indice de réfraction du milieu extérieur. Lorsque l'indice de réfraction augmente, les résonances associées aux modes de gaines qui se propagent avec un indice effectif inférieur à celui du

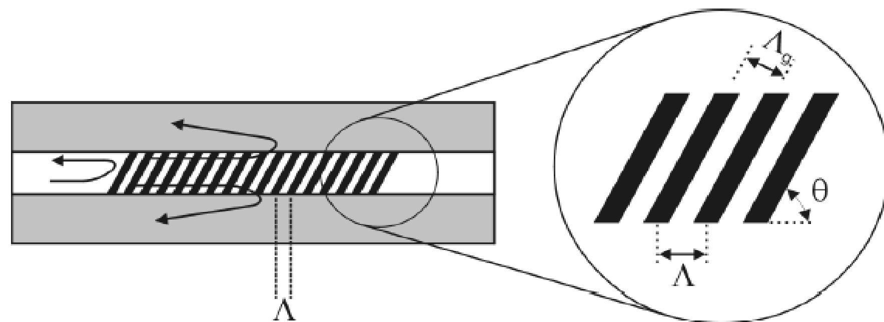


Figure II.15. Le réseau à traits inclinés [58].

milieu disparaissent et l'apparence globale du spectre est modifiée. Le mode guidé fondamental n'est plus seulement couplé vers les modes de gaine contra-propagatifs, mais également vers le continuum de modes radiatifs.

II.6.5. Réseau à longue période, Long Period Grating (LPG)

En 1996, Vengsarkar a proposé un nouveau type des réseaux, c'est le réseau à longue période [59]. Ce type des réseaux diffèrent par rapport aux autres FBG, principalement par la longueur de leur période, approximativement 100 fois plus grande, et en effet par leur longueur, 2 à 10 cm contre quelques millimètres. James et al, a synthétisé les caractéristiques de ce type de réseau et ses applications [60]. Il a montré que le mode de propagation diffère également, qui est dit radiatif et non contra-propagatif. Dans ce type de mode, le couplage entre les modes se fait dans la gaine et non au sein du cœur optique comme c'est le cas dans le mode contra-propagatif des FBG_s uniformes. La condition de résonance de Bragg change également par rapport au réseau à pas court et devient [59]:

$$\lambda_B = \frac{2(n_c - n_g)\Lambda}{m} \qquad (II.51)$$

La différence entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine (qui est typiquement de l'ordre de 10^{-2}) impose pour une même longueur d'onde de Bragg une période environ 100 fois plus importante. Le LPG se distingue du réseau à pas court par le fait qu'il présente seulement un spectre en transmission de largeur de quelques nanomètres (par contre pour les réseaux à pas court environ 100 pm) et ne présente pas de spectre en réflexion. Le LPG a la particularité d'avoir une sensibilité thermique dix fois plus grand que les FBG_s classiques [61].

II.7. Applications des réseaux de Bragg à la télécommunication

Actuellement, les réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre optique sont utilisés dans nombreux domaines d'applications, grâce aux caractéristiques physiques excellentes tels que les faibles pertes d'insertion, une très faible sensibilité à la polarisation, une conception extrêmement flexible, la ductilité extraordinaire et la bonne sensibilité au changement de la température. Le Tableau 1, ci-dessous, résume les principales applications des FBG_s :

applications	
Filtres optiques	
Multiplexeurs optiques	
Démultiplexeurs optiques	
Compensation de la dispersion chromatique	
Lasers à base de fibre de Bragg	

Tableau II.1. Applications des réseaux de Bragg

II.8. Conclusion

Notre choix s'est porté vers la technologie fibrée : les réseaux de Bragg, qui permettent de réaliser des codeurs tout optiques longs et complexes avec faible coût. Au cours de ce chapitre, nous avons présenté quelques rappels sur la théorie des réseaux de Bragg.

Tout d'abord, nous avons discuté l'origine de la photosensibilité des fibres optiques. La première, celle des centres colorés, considère la photosensibilité comme un réarrangement de défauts structuraux optiquement actifs (centres colorés) modifiant le spectre d'absorption

de la fibre ; la seconde évoque un phénomène de densification du cœur de la fibre lors de l'insolation. Enfin, on a la possibilité d'augmenter la photosensibilité en plaçant les fibres sous hydrogène à forte pression et à température ambiante.

Nous avons aussi présenté les différents dispositifs expérimentaux utilisés pour l'écriture des réseaux de Bragg. L'origine de la photo inscription est basée sur l'utilisation d'un laser UV.

Ensuite, la théorie des modes couplés nous a permis de calculer numériquement la réponse spectrale de réseaux de Bragg. Nous avons montré également que ces équations étaient essentielles afin de pouvoir appréhender les effets des réseaux de Bragg sur la propagation de la lumière dans la fibre.

Enfin, on a présenté aussi les différents types des réseaux de Bragg, ces derniers sont très intéressants pour des applications adaptées aux besoins de l'utilisateur, telles que les systèmes de communications optiques, notamment, dans les systèmes de multiplexage et les systèmes de compensation de la dispersion chromatique.

Références

[1] K.O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, Photosensitivity in optical waveguides; application to reflection fiber fabrication, Appl. Phys. Lett. 32, (1978) 647-649

[2] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, Formation of Bragg gratings on optical fibers by a transverse holographic method, Opt. Lett.14, (1989) 823-825

[3] P. Coll, Holographically written bragg gratings in photosensitive optical fiber, Research project report. University of Sydney, (1993).

[4] W. W. Morey, G. Ball, and G. Meltz, Photo-induced bragg gratings in optical fibers, Optics and Photonics news, (1994) 8-14.

[5] K. O. Hill and G. Meltz, Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview, J. Lightwave. Technol.15, (1998) 1263-1276.

[6] Yun-Jiang Rao, In-fibre Bragg grating sensors, J. Sci. Technol, (1997) 355-375

[7] C. Caucheteur, F. Lhommé, K. Chah, M. Blondel and P. Mégret, Simultaneous strain and temperature sensor based on the numerical reconstruction of polarization maintaining Fiber Bragg Gratings, J. Optics and Lasers in Engineering. 44, (2006) 411-422.

[8] H. Macleod, Thin-film optical filters. Third ed, CRC Press, (2001).

[9] S.D. Brorson and H.A. Haus, Diffraction gratings and geometrical optics, J. Opt. Soc. Am. B. 5, (1988) 247-248.

[10] Born, M. and E. Wolf, Principles of optics. Sixth ed, New York. Cambridge University Press, (1997)

[11] D.P. Hand and P.S.J. Russel, Photoinduced refractive index changes in germanosilicate fibers, Opt. Lett.15, (1990) 102-104.

[12] A.J. Cohen and H.L. Smith, Ultraviolet and infrared absorption of fused germania, J. Phys. Chem. Solids 7, (1958) 301.

[13] A.J. Cohen, Neutron specific color center in fused silica and an impurity band of identical wavelength, Phys. Rev. 105, (1957) 1151.

[14] K. Zhou, X. Chen, L. Zhang and I. Bennion, Optical chemsensors based on etched fibre Bragg gratings in D-shape and multimode fibres, Proc. 17th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors. Bruges, (2005) 158-161.

[15] R. Kashyap, Fiber Bragg Gratings, Academic press, (1999).

[16] J. P. Bernardin and N. M. Lavandy, Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers, Opt. Comm.79, 34, (1990) 194-199.

[17] B. Poumellec, P. Niay, M. Douay and J.F. Bayon, The UV-induced refractive index grating in Ge/SiO2 preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index, J. Phys. D. Appl. Phys. 29, (1996) 1842-1856.

[18] B. O. Guan, H. Y. Tam, X. M. Tao and X. Y. Dong, Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber, IEEE Photon. Technol. Lett. 12, (2000) 1349-1351.

[19] M. Aslund and J. Canning, Annealing properties of gratings written into UV presensitized hydrogenoutdiffused optical fiber, Opt. Lett. 25, (2000) 692-694.

[20] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO2 doped optical fibres, Electron. Lett. 29, (1993) 1191-1193.

[21] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, All fibre narrow band reflection gratings at 1500nm, Elec. Lett. 26, (1990) 730 .

[22] B. Eggleton, P.A. Krug, and L. Poladin, Dispersion compensation by using Bragg grating filters with self induced chirp, Comm. Conf. Tech. Digest Opt. Fib. OFC'94, (1994) 227.

[23] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, et J. Albert, Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure throught in phase mask, Applied Physics Lettres. 62, (1993) 1035-1037.

[24] P. E. Dyer, R. J. Farley et R. Giedl, Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks, Optic. Comm. 115, (1995) 327-334.

[25] O. Prakash, R. Mahakud, S.K. Dixit and U. Nundy, Effect of the spatial coherence of ultraviolet radiation (255nm) on the fabrication efficiency of phase mask based fiber Bragg gratings, Optics Communications. 263, (2006) 65-70.

[26] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert, Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques, Electron. Lett. 29, (1993) 1668-1669.

[27] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev and I. Bennion, Direct writing of fiber Bragg gratings by femtosecond laser, Electron. Lett. 40, (2004) 1170.

[28] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev and I. Bennion, Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation, IEEE Photon. Technol. Lett. 18, (2006) 2266.

[29] P. Y. Cortes, H. Fathallah, S. LaRochelle, L.A. Rusch, and P. Loiselle, Writing of Bragg Gratings with Wavelength Flexibility using a Sagnac Type Interferometer and Application to FHCDMA, ECOC'98, (1998) 411-412.

[30] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed, High pressure H2 loading as atechnique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO2 doped optical fibers, Electron. Lett. 29, (1993) 1191-1192.

[31] R.M. Atkins, P. J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi, Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses, Electron. Lett. 29, (1993) 1234-1235.

[32] P. J. Lemaire, T. Erdogan, Hydrogen-enhanced UV photosensitivity of optical fibers: Mechanisms and reliability, OSA conference BGPP'95, (1995).

[33] J.R. Pierce, Coupling of modes of propagation, J. Appl. Phys. 25, (1953).

[34] A.W. Snyder and J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, (1983) 542

[35] M. Yamada and K. Sakuda, Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach, Appl. Opt. 26, (1987) 3474-3478.

[36] T. Erdogan, Fiber grating spectra, J. Lightwave Technology. 15, (1997) 1277-1294.

[37] A. Othonos and K. Kalli, Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing, Artech House, (1999).

[38] E. Marin, Modélisation des effets des réseaux de Bragg dans les composants à fibre optique, PhD thesis. Université Jean Monnet de Saint-Étienne, (2000).

[39] J. Skaar, Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings, PhD thesis. Institute of Physical Electronics. Norvege, (2000).

[40] H. Kogelnik, Coupled wave theory for thick holograms, Bell Syst. Tech. 48, (1969) 2909–2947.

[41] E. Kreyszig, Advanced EngineeringMathematics, fifth ed.Wiley. New York, (1992) 345.

[42] C. S. Hong, J. B. Shellan, A. C. Livanos, A. Yariv, and A. Katzir, Broad-band grating filters for thin-film optical waveguides, Appl. Phys. Lett. 31, (1977) 276.

[43] J. B. Shellan, C. S. Hong and A. Yariv, Theory of chirpd gratings in broad band filters, Opt. Commun. 23, (1977) 398.

[44] P. G. Verly, J. A. Dobrowolski, W. J. Wild, and R. L. Burton, Synthesis of high réjection filters with the Fourier transform method, Appl. Opt. 28, (1989) 2864-2875.

[45] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, On the synthesis of fiber Bragg grating by layer peeling, IEEE J. Quantum Electron. 37, (2001) 165-173.

[46] L. A. Weller-Brophy and D. G. Hall, Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method, J. Opt. Soc. Am. 2, (1985) 863-871.

[47] Meltz, G., et al, Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, Opt. Lett. 14, (1989) 823.

[48] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. M. de Sterke, Propagation through nonuniform grating structures, Journal of the Optical Society of America A.11, (1994) 1307-1320.

[49] A. Othonos, Fibre Bragg gratings, Review of Scientific Instruments.68, (1997) 4309-4341.

[50] C. Martinez, P. Jougla, S. Magne, and P. Ferdinand, Phase plate process for advanced fibre Bragg gratings devices manufacturing, IEICE Transactions on Electronics. E83, (2000) 435-439.

[51] V. Tzolov, D. Feng, S. Tanev, and Z. Jakubczyk, Modeling tools for integrated and fiber optical devices, Integrated Optics Devices III. Photonics West 99. San Jose. CA, (1999) 23-29.

[52] K.C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno and I. Bennion, Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre, Electronics Letters. 29, (1993) 1659–1660.

[53] F. Ouellette, Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides, Opt. Lett. 12, (1987) 847.

[54] I. Riant, S. Gurib, J. Gourhant, P. Sansonetti, C. Bungarzeanu and R. Kashyap, Chirped fiber Bragg grating for WDM chromatic dispersion compensation in multispan 10Gb/s transmission, IEEE J. Select. Quant. Electron. 5, (1999) 1312-1324.

[55] J. E. A. Whiteaway, G. H. B. Thompson, A. J. Collar and C. J. Armistead, The design and assessment of λ/4 phase-schifted DEB laser structures, IEEE J. Quantum Electron. 25, (1989) 1261-1279.

[56] G.P. Agrawal and S. Radic, Phase-shifted fiber Bragg gratings and thier application for wavelength demultiplexing, IEEE Photon. Technol. Lett. 6, (1994) 995-997.

[57] R. Zengerle and O. Leminger, Phase-shifted Bragg grating filters with improved transmission characteristics, J. Lightwave Technol. 13, (1995) 2354-2358.

[58] T. Erdogan and J. E. Sipe, Tilted fiber phase gratings, J. Opt. Soc. Am. A. 13, (1996) 296-313.

[59] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J. E. Sipe, Long-period fiber gratings as band-rejection filters, Journal of Lightwave Technology. 14, (1996) 58-65.

[60] S.W. James and R.P. Tatam, Optical fibre long-period grating sensors : characteristics and application, Measurement Science Technology. 14, (2003) 49.

[61] A.D. Kersey and H.J. Patrick, Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination, Patent Application, (1999).

Etude et optimisation des réseaux de Bragg

III.1. Introduction

De nos jours, peu d'étude ont été porté sur l'impact des contraintes technologiques liées à la fabrication de codeurs/décodeurs sur les performances des systèmes OCDMA. Cependant, les codeurs et les décodeurs sont les dispositifs clé des systèmes OCDMA car ils permettent d'implémenter les codes et reconnaitre les données des utilisateurs. Le bon fonctionnement d'un système OCDMA est lié au bon fonctionnement des codeurs et décodeurs et par conséquent à la qualité du code généré.

Dans le cas des codeurs et décodeurs à réseaux de Bragg, l'indice de modulation, la longueur d'onde de Bragg, la longueur des réseaux ainsi que la largeur inter-réseaux sont les paramètres technologiques essentiels à considérer lors de la conception des dispositifs. Les simulations des réponses spectrales des codeurs et décodeurs nous permettent de donner les spécifications de ces paramètres, puisque un décalage de l'un de ces paramètres peut introduire des anomalies au niveau des réponses spectrales et temporelles des codeurs et décodeurs et peut conduire à une désadaptation entre les codeurs et les décodeurs.

Dans ce chapitre, on s'intéresse dans un premier temps à l'étude et l'optimisation des réponses spectrales des réseaux de Bragg pour l'encodage et décodage tout-optique pour l'accès multiple. On présente une analyse numérique en fonction des différents paramètres physiques pour l'optimisation des performances des différents réseaux de Bragg. Ensuite et pour corriger l'accumulation de la dispersion et les non-linéarités dans les systèmes de communication à longs distance, on présente une nouvelle structure de réseau de Bragg ayant un chirp non linéaire avec une gaine de profil sinusoïdale qui a subit à une déformation axiale, et puis on analyse l'effet de ses paramètres physiques sur le performance des systèmes multicanal. Il est à noter que notre analyse numérique est basée sur le code Matlab [1, 2].

III.2. Simulations numériques et caractéristiques

Le premier objectif recherché est de concevoir un codeur optique ayant idéalement une forme carrée. Donc on doit connaitre les caractéristiques du réseau de Bragg, comme par exemple, la réflectivité, la transmission, le temps de retard et la dispersion. Notons que plusieurs paramètres physiques peuvent être ajustés pour atteindre le maximum de réflectivité et avec un minimum de bandes latérales.

Nous allons utiliser les relations mentionnées dans le chapitre II dans la simulation du spectre d'un réseau de Bragg par la méthode des matrices de transferts (T-Matrix). Pour bien voir l'influence des paramètres physiques sur la forme du spectre, un programme Matlab a été réalisé.

III.2.1. Modélisation du réseau de Bragg uniforme

Les réseaux de Bragg uniformes forment une classe particulière de réseaux ayant une période de Bragg Λ constante avec $\frac{d\phi(z)}{dz} = 0$. La réflectivité, la dispersion ainsi que le délai d'un réseau de Bragg uniforme sont représentés respectivement à la figure III.1 en utilisant les paramètres suivants : Λ=535.6nm, n_{eff}=1.447, L=10mm et δn=0.0003.

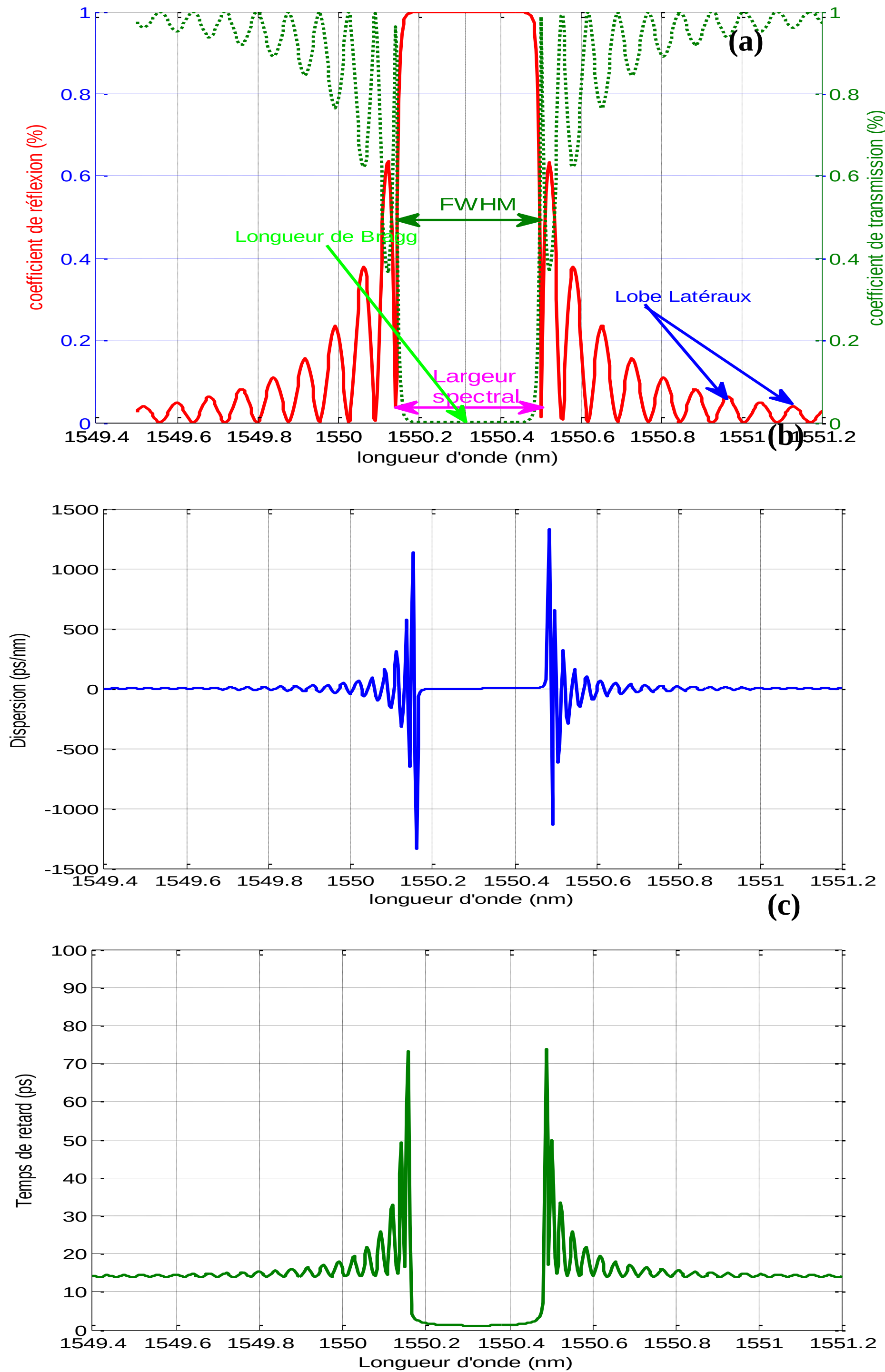


Figure III.1. Spectre de réflectivité (a), dispersion (b) et de temps de retard (c) d'un réseau de Bragg uniforme

D'après la figure III.1, nous voyons que les spectres de la réflectivité, la transmission, la dispersion et le temps de retard sont symétriques par rapport à la longueur d'onde de Bragg. La réponse spectral en réflexion du réseau de Bragg uniforme présente un profil proche de celui du carré de la fonction sinus cardinal centré sur la longueur λ=1550.3nm. Le pic du coefficient de réflexion qui est près de 99% atteint la saturation. Dans ce cas, le réseau présente une très forte réflectivité. Il apparaît également une bande de longueur d'onde, appelée bande interdite, ou « stop band », pour laquelle la lumière est considérée comme totalement réfléchie. Celle-ci est centrée sur la longueur d'onde de Bragg. En dehors de cette bande, la réponse spectrale présente des oscillations (side-lobe) qui s'amortissent au fur et à mesure qu'elles s'éloignent de la longueur d'onde de Bragg. Très loin de celle-ci, la structure tend à devenir transparente ($R \rightarrow 0$).

Notons que le minimum de transmission qui correspond à un maximum de réflexion a lieu à la condition de résonance $\hat{\sigma} = 0$ soit $\gamma_\beta = k$ (à la longueur d'onde de Bragg : $\Delta\beta = 0$). D'après les équations (III.7), (III.10) et (III.11), on peut déduire que pour une longueur L de réseau:

$$R_{max} = tanh^2(kL) \qquad et \qquad T_{min} = \frac{1}{cosh^2(kL)} \tag{III.1}$$

Notons que le coefficient $R(\lambda)$ peut prendre localement des valeurs supérieures à 0. Cet effet d'accumulation locale de l'énergie, semblable à celui d'un Fabry Pérot, est dû à un effet de résonance (ondes stationnaires) entre les extrémités du réseau. Cet effet qui se manifeste par des lobes latéraux dans la réponse spectrale qui est indésirable si l'on se sert du réseau comme filtre spectrale. Quand $\gamma_\beta = k$, soit à la réflectivité maximale, la dispersion est minimum et proche de zéro et ne devient appréciable à proximité des bords de la bande et des lobes secondaires du spectre de réflexion, où il a tendance à varier rapidement avec la longueur d'onde. Pour les longueurs d'onde en dehors de la largeur de bande interdite, les limites du réseau uniforme agir comme interfaces abruptes, se comportant comme une cavité de Fabry-Pérot. Les valeurs nulles dans les spectres de réflexion sont analogues à des résonances de Fabry-Perot. A ces fréquences, la lumière est piégée à l'intérieur de la cavité pour de nombreux allers-retours, éprouvant ainsi un retard amélioré.

III.2.1.1. Influence de la longueur du réseau sur la réponse spectrale du réseau de Bragg uniforme

On considère un réseau de Bragg uniforme d'indice de modulation fixe et on fait varier la valeur du longueur du réseau. La figure III.2 montre la réponse spectrale de réseau de Bragg pour l'onde réfléchie et le temps de retard compte tenu cinq différentes réseaux de Bragg avec des longueurs de plus en plus (1) L= 1 mm, (2) L = 2mm, (3) L = 3 mm, (4) L = 5 mm et (5) L = 10mm. Dans tous ces cas, nous avons supposé que l'indice efficace n_{eff} = 1.474, l'indice de modulation $\delta n=1,8 \times 10^{-4}$ et la période du réseau Λ=0.5µm avec une visibilité des franges constante ν=1. On remarque que plus la longueur du réseau de Bragg augmente plus le coefficient de réflexion s'approche de 1, et plus la largeur à mi-hauteur (FWHM) diminue ce qui veut dire que le filtre deviendra de plus en plus sélectif comme indiqué dans la figure (III.2). La réponse spectrale présente une série d'ondulations ou lobes latéraux. Les lobes latéraux croissent rapidement au fur et à mesure que nous nous augmentons la longueur de réseau.

Pour un réseau de longueur L=1mm, le facteur de réflexion atteint la valeur de 0.12 et il ne réfléchit qu'une petite partie de la lumière incidente tandis que le réseau de longueur L=10mm son facteur de réflexion atteint la valeur de 0.99. Ici le spectre devient plus carré et les lobes latéraux se rapprochent. Presque après cette longueur la réflectivité devient 100%. Notons que le temps de retard (Time Delay) qui est un facteur important, est proportionnel à la longueur du réseau.

D'après la figure III.3, on constate que la réflectivité du réseau uniforme dépend directement de la valeur de la longueur de réseau L. On peut voir aussi que les plus longs réseaux atteignent de hauts niveaux de réflectivité qui s'appelle les réseaux à couplage dit fort, tant que des réseaux plus courts ne réfléchissent qu'une petite partie de la lumière incidente. Ce type de réseau est qualifié de réseau de Bragg à faible couplage.

La figure III.4 montre la variation de la largeur à mi-hauteur (FWHM) en fonction de la longueur du réseau**.** On remarque que pour une longueur égale à 1mm, la valeur de la largeur à mi-hauteur décroit rapidement et elle reste presque inchangée pour les valeurs de L plus grandes que 10mm.

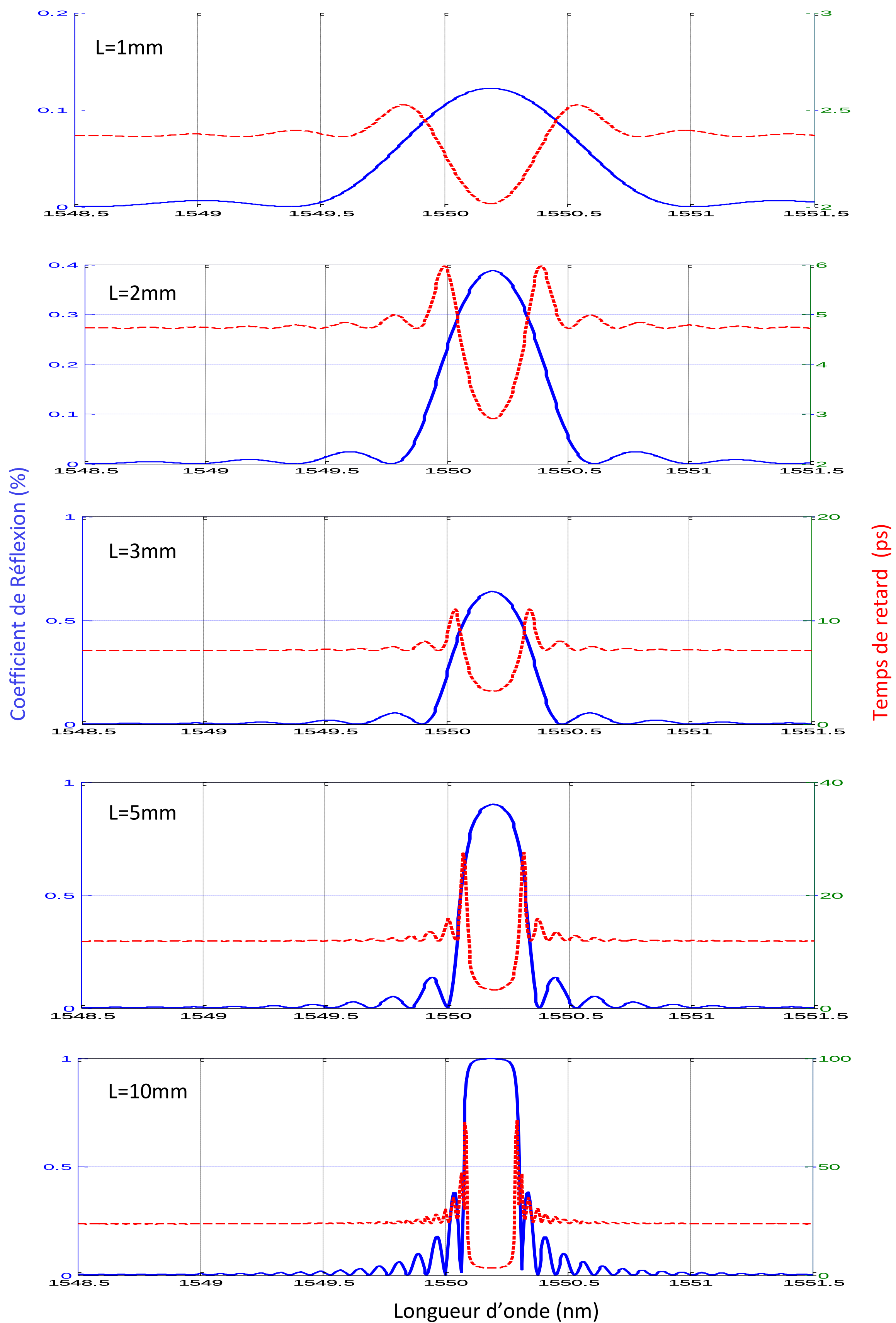


Figure III.2. Effet de la variation de longueur du réseau sur la réponse spectrale et temps de retard d'un FBG uniforme (L=1, 2, 3, 5, 10mm)

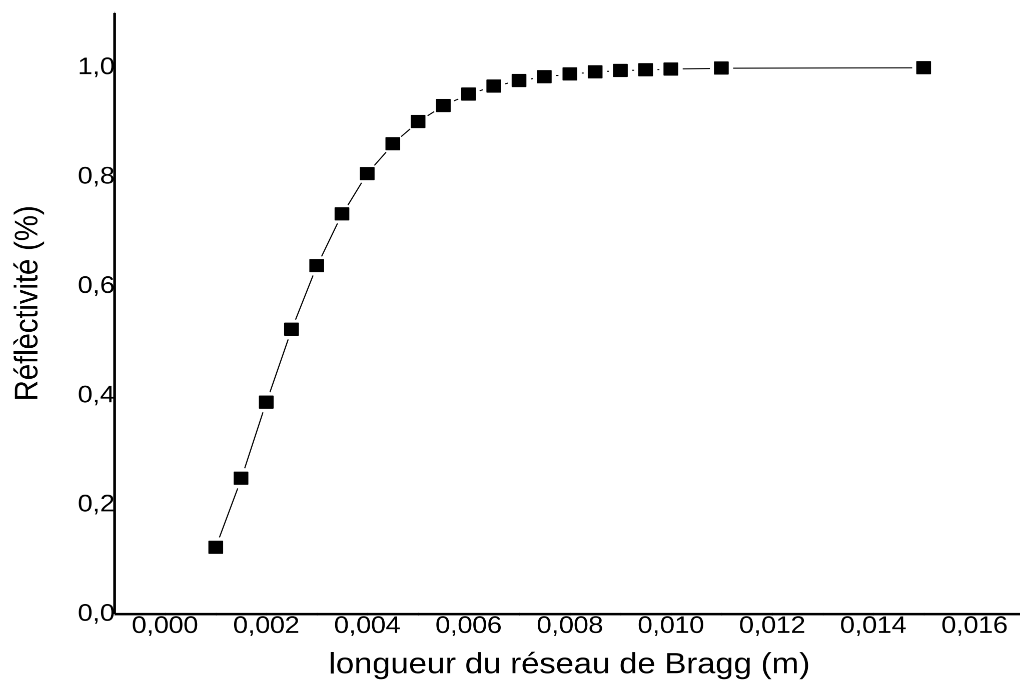


Figure III.3. Relation entre la réflectivité d'un réseau de Bragg uniforme et la longueur du réseau

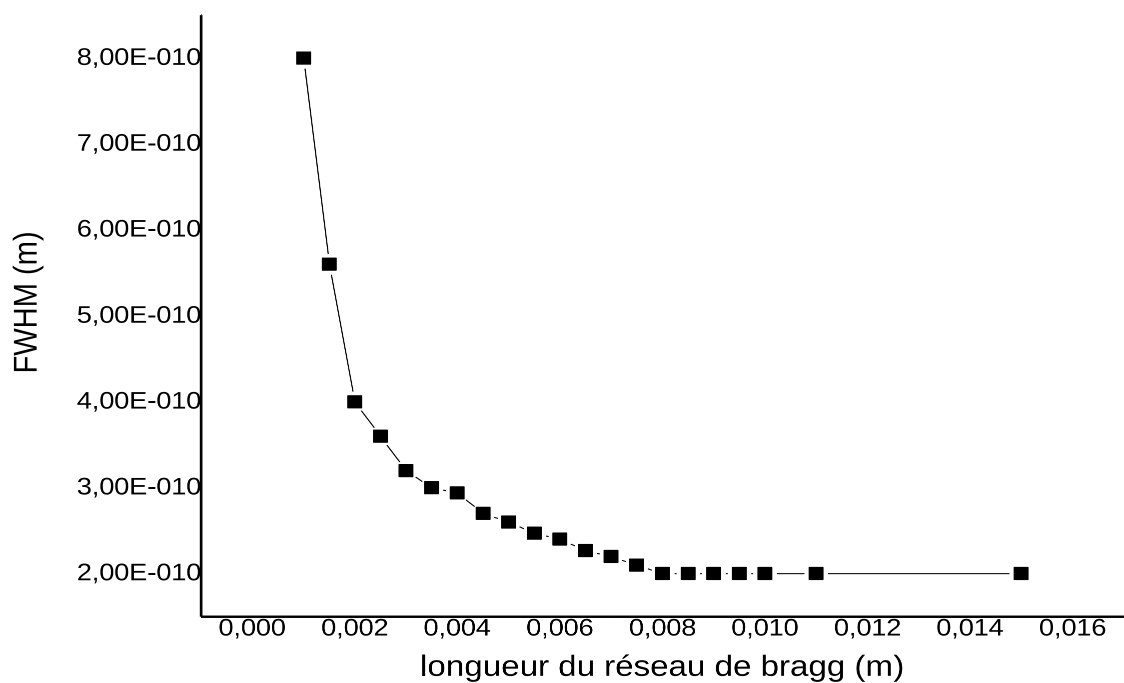


Figure III.4. Relation entre full-width-at-half-maximum FWHM d'un réseau de Bragg uniforme et la longueur du réseau

III.2.1.2. Influence de l'indice de modulation sur la réponse spectrale du réseau de Bragg uniforme

Pour étudier l'effet de l'indice de modulation sur la réflectivité, le temps de retard et la dispersion d'un réseau de Bragg uniforme, on utilise les mêmes paramètres utilisés précédemment mais dans ce cas on fixe la longueur du réseau à la valeur L=10mm pour laquelle la réflectivité atteint la valeur 99.73%, et on varie la valeur du l'indice de modulation de $\Delta n=0.15.10^{-4}$ jusqu'à $1.8.10^{-4}$.

Les réponses spectrales d'un nombre de six réseaux qui ont été calculées pour Δn égal à $0.2.10^{-4}$, $0.6.10^{-4}$, $0.8.10^{-4}$, 1.10^{-4} et $1.8.10^{-4}$ respectivement sont présentées dans la figure III.5. Comme nous pouvons le voir clairement, la forme des réponses est identique. Le niveau d'amplitude de coefficient de réflectivité est proportionnel à Δn et les positions de longueur de Bragg (où la réflectivité est maximale) sont légèrement déplacées. De plus, les résultats montrent que variation de l'indice du modulation affecte non seulement la réflectivité maximale mais également la largeur de bande spectrale. Nous remarquons aussi qu'à Δn =0.00002, la réflectivité maximale à λ_B=1550nm est égale à 14.72%, la bande passante à mi-hauteur est Δλ=0.71nm, et le temps de retard est environ 9.941ps. Lorsque Δn = 0.0018, la réflectivité maximale à λ_B=1550.19nm devient égale 99.73%, la bande passante à mi-hauteur Δλ=2,21nm, le temps de retard est 1.641ps, et le niveau de side-lobe augmente de 0.76% à 38.46%. L'augmentation de Δn provoque l'augmentation de R_{Bragg}, ce qui est très souhaitable pour la réflexion de FBG. D'autre part, dans le même temps, la bande passante s'élève et un nombre important de lobes secondaires qui pourrait être nocif pour le codage et le décodage OCDMA c'est-à-dire provoque des chevauchements entre les bits ce qui donnée une formation erronée. Par conséquent, dans ce cas, l'optimisation est recommandée pour une application spécifique.

D'autre part, on remarque d'après les figures III.5 (b) et (c) que pendant l'augmentation de l'indice de modulation le temps de retard est diminué est la dispersion devient presque nulle dans la zone ou la réflectivité est maximale.

La figure III.7 présente la variation de FWHM en fonction de l'indice de modulation. Elle confirme que la largeur à mi-hauteur est directement proportionnelle à l'indice de modulation. De plus, l'augmentation de la FWHM explique l'augmentation de couplage entre les modes. Ces résultats sont en bon accord avec la relation théorique de la FWHM qui s'écrit sous la forme [3]

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \lambda_B \left[\left(\frac{\Delta n}{2n_{coeur}}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2 \right]^{1/2} \tag{III. 2}$$

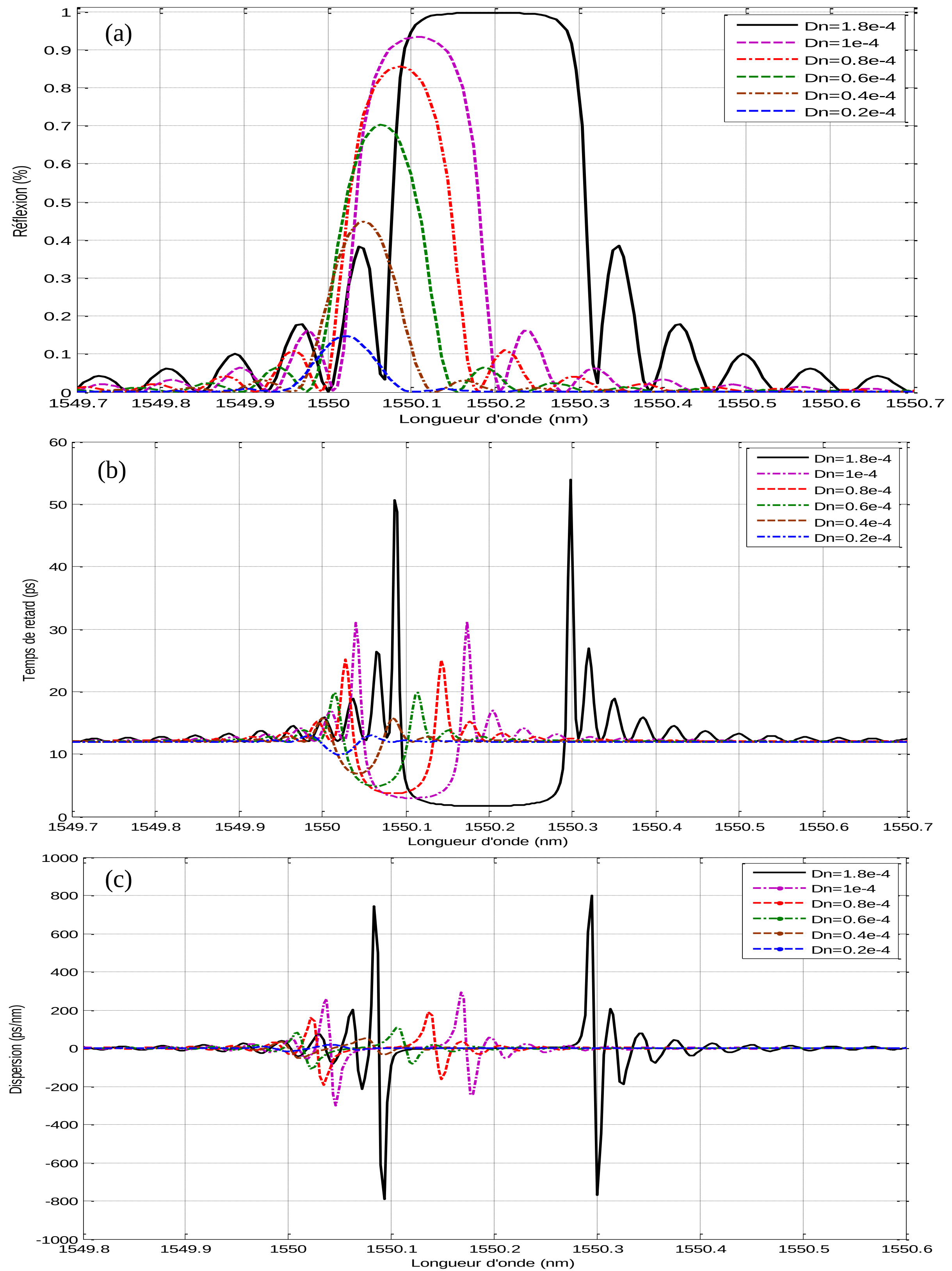


Figure III.5. Effet de la variation de l'indice de modulation du réseau sur la réponse spectrale (a), temps de retard (b) et la dispersion (c) d'un FBG uniforme.

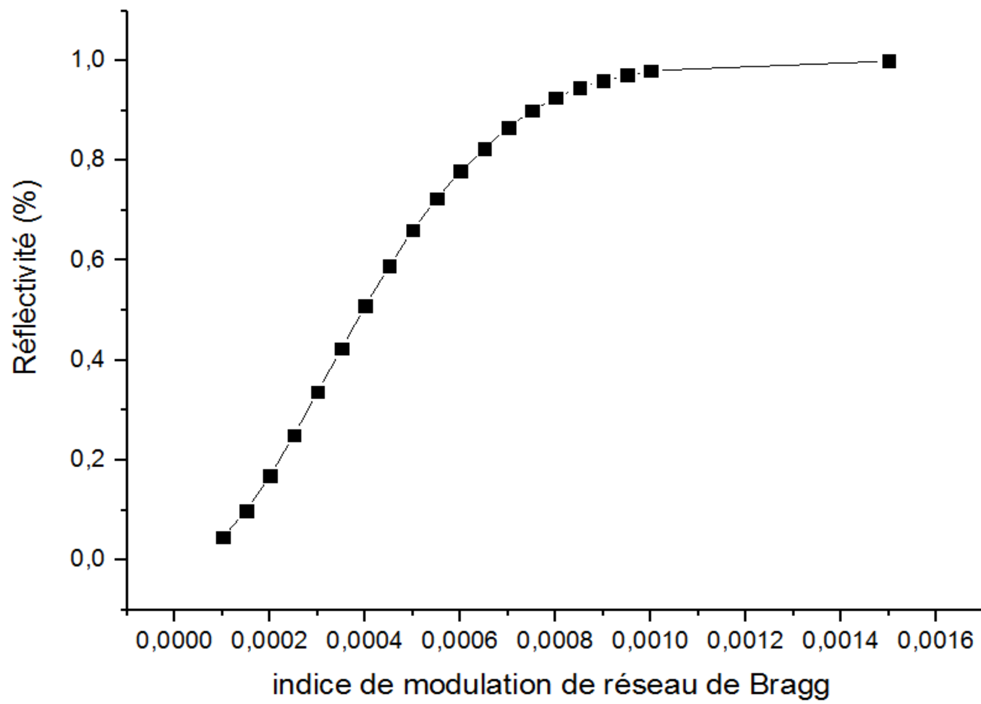


Figure III.6. Relation entre la réflectivité d'un réseau de Bragg uniforme et l'indice de modulation du réseau

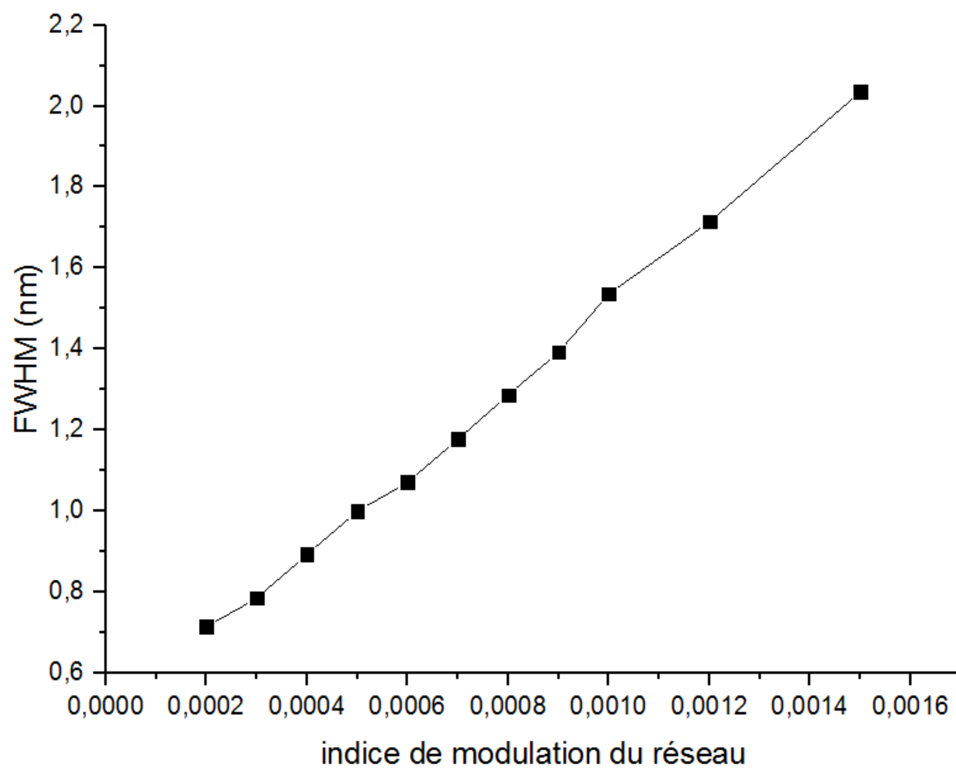


Figure III.7. Relation entre full-width-at-half-maximum FWHM d'un réseau de Bragg uniforme et l'indice de modulation du réseau

III.2.1.3. Apodisation des réseaux uniformes

Nous avons simulé le réseau de Bragg uniforme avec différents profils d'apodisation, à savoir un profil Raised-Cosine, un profil en Sinc, un profil Blackman, profil Hamming, profil tangente hyperbolique et un profil Super Gaussien. Nous avons utilisé un réseau de Bragg uniforme de longueur L=10mm, d'indice de modulation Δn=1.8.10^{-4} et de période Λ=500µm.

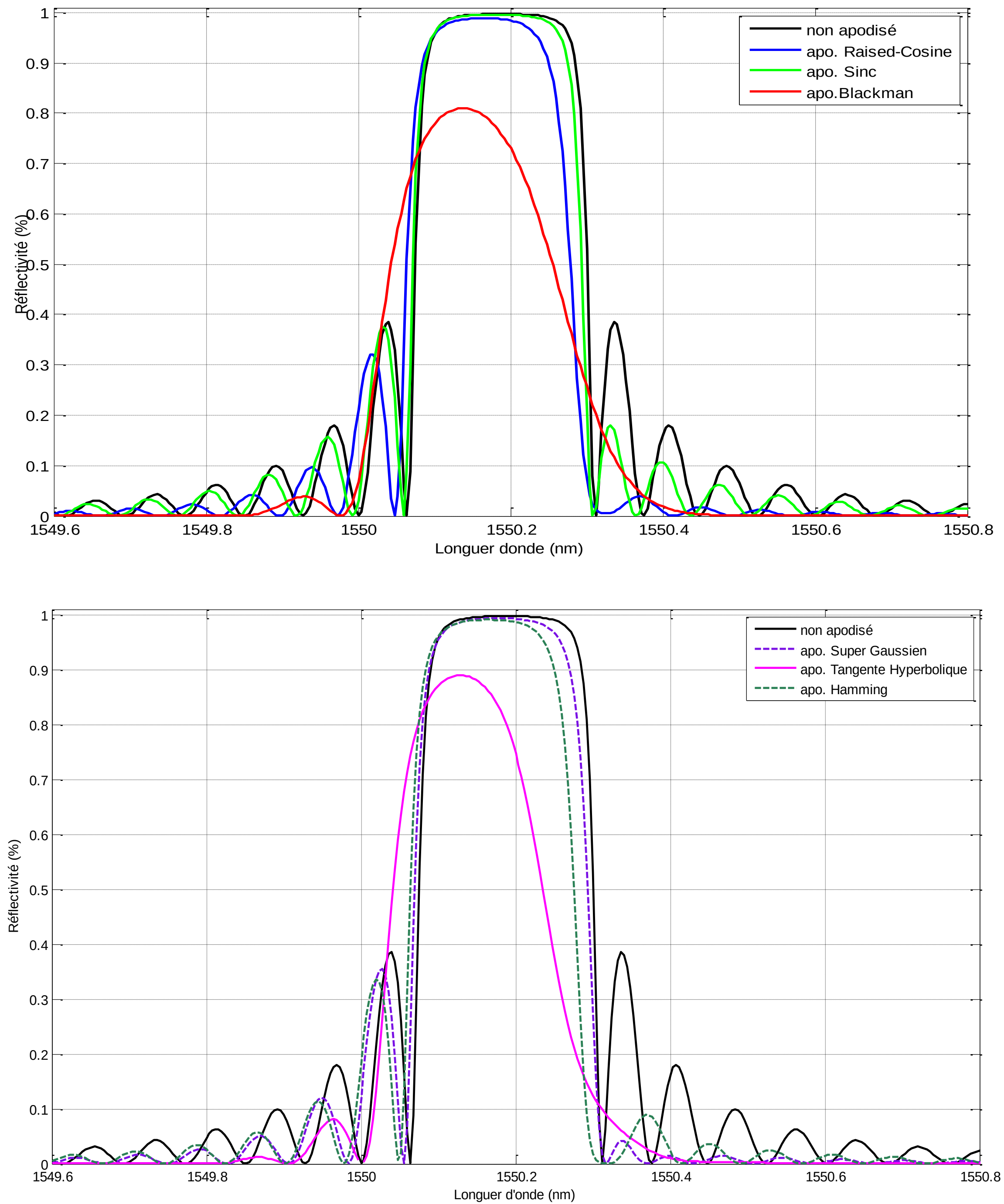


Figure III.8. Réflectivités des réseaux de Bragg uniforme avec différents profils d'apodisation simulés.

À partir des résultats présentés, nous avons relevé quelques valeurs intéressantes. Ces valeurs sont données dans le tableau III.1.

	Non apodisé	Raised cosine	Sinc	Hamming	Tangente hyperboli	Blackman	Super gaussien
R_{max} (%)	99.59	98.87	99.59	99.08	88.99	81.01	99.34
$\Delta\lambda$ (nm)	$24.49.10^{-2}$	$27.75.10^{-2}$	$24.89.10^{-2}$	$26.53.10^{-2}$	$42.85.10^{-2}$	$46.93.10^{-2}$	$26.12.10^{-2}$
FWHM (nm)	$22.45.10^{-2}$	$22.04.10^{-2}$	$22.86.10^{-2}$	$21.22.10^{-2}$	$20.82.10^{-2}$	$24.08.10^{-2}$	$22.45.10^{-2}$
$R_{1er\ lobe\ s\ droite}$ (%)	38.52	4.46	18.02	8.86	0	0	4.13
$R_{1er\ lobe\ s\ gauche}$ (%)	38.5	32.02	38.51	33.62	8.12	3.85	35.42

Tableau III.1. Résultats d'apodisation pour un réseau de Bragg uniforme.

Les réflectivités de réseau apodisé par les profils sinc, raised-cosine, hamming et en super gaussien sont légèrement inférieures à celles du réseau non apodisé tant disque dans le profil hyperbolique et blackman la réflectivité est diminué d'environ 88.9% et 81% respectivement.

Le réseau non apodisé dont la largeur spectrale $\Delta\lambda$ est égale à $24.49.10^{-2}$ nm, ainsi que le réseau à profil sinc on trouve presque les mêmes valeurs mais dans le profil de Raised-cosine, hamming et super gaussiene la largeur spectral augmente de l'ordre de 0.03 nm. Bien que le profil hyperbolique et le profil Blackmann bénéfice d'une valeur $\Delta\lambda$ la plus élevée ($46.93.10^{-2}$ nm).

Dans tous les profils d'apodisation, les lobes secondaires sont diminués mais on peut remarquer que le spectre en réflexion du réseau apodisé par profil tangente hyperbolique et blackmann présente un fort rejet des lobes secondaires.

Les résultats obtenus (tableau III.1) nous permettent de conclure que : les caractéristiques présentées par un profil d'apodisation en blackmann reste meilleures que celles des autres profils malgré que la réflectivité de lobe centrale diminue à 81%. En effet, le profil en blackmann présente une meilleure valeur de $\Delta\lambda$ égale à 0.47 nm, une largeur de bande à mi-hauteur d'environ 0.24 nm, et une meilleurs élimination des lobes secondaire (une seule lobe de réflectivité de 3.85%). Donc, il permet d'augmenter de façon drastique le rejet de ces pics secondaires. Il est à noter que puisque la présence des pics peut entraîner un

phénomène de superposition avec les longueurs d'onde des canaux adjacents, la sélectivité d'un tel codeur peut alors être qualifié de mauvaise.

III.2.2. Modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable

Le réseau de Bragg à pas variable est un réseau dont la période varie le long de la fibre. Il y a deux quantités variables qui peuvent être changées pour obtenir un réseau chirpé: l'une est de changer la période de Bragg, et l'autre est de varier l'indice de réfraction le long de la direction de propagation dans la fibre.

La figure III.9 montre un réseau de Bragg linéaire et à pas variable. Dans ce cas, la période du réseau varie linéairement avec la longueur tout le long du réseau de Bragg. Le réseau réfléchit des longueurs d'onde variables le long de la longueur du réseau avec une dépendance entre la valeur de la longueur d'onde réfléchie et la position dans le réseau. Cela veut dire que la longueur d'onde de Bragg varie en fonction de la longueur de réseau de Bragg.

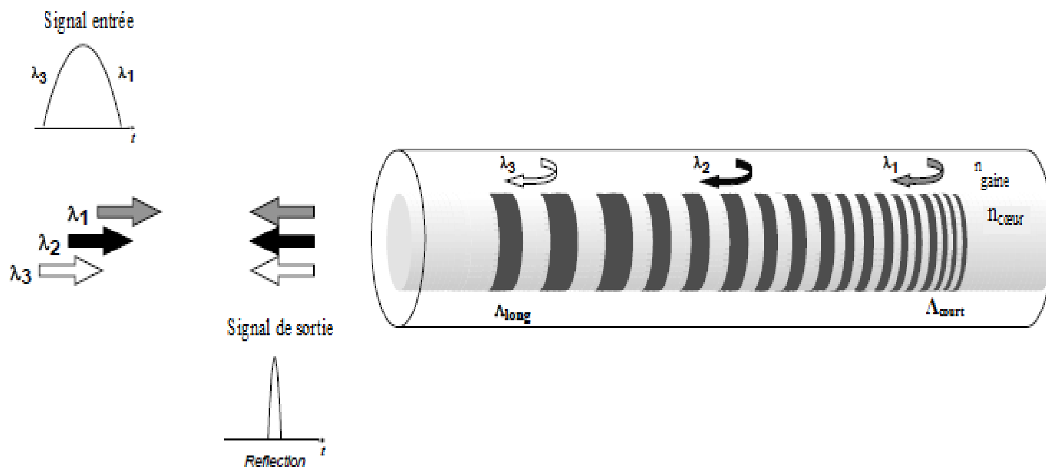


Figure III.9. Fibre à réseau de Bragg à pas variable linéairement.

Pour simuler un réseau de Bragg à pas variable par les équations de couplage, le terme de phase dans l'équation (II.27) pour un réseau linéairement chirpé est donné par [4] :

$$\frac{1}{2}\frac{d\emptyset}{dz} = -\frac{4\pi n_{eff} z}{\lambda_B^2}\frac{d\lambda_B}{dz} \qquad \text{(III. 3)}$$

Où $C = \frac{d\lambda_B}{dz}$ est la variation de la longueur d'onde le long de l'axe de propagation appelée ″chirp″. Cette valeur est maintenue constante pour LCFBG exprimé en nm/cm pour les réseaux à un chirp moins élevé ou en nm/µm pour un réseau avec un chirp beaucoup plus

élevé. En plus le chirp peut-être également positif et négatif. S'il est positif, la période du réseau chirpé linéaire augmente le long de la direction de propagation. Au contraire, si le chirp est négatif, le pas diminue le long de la direction de propagation.

Pour certaines applications, le réseau chirpé est modélisé par un paramètre de chirp. La variation de la phase dans l'équation (II.28) est donnée par [4]:

$$\frac{1}{2}\frac{d\emptyset}{dz} = F\frac{z}{(FWHM)^2} \qquad \text{(III. 4)}$$

Où F est le paramètre de chirp, et FWHM est la largeur à mi-hauteur du profil de réseau.

Le réseau chirpé est utilisé comme un codeur qui reflète certaines longueurs d'onde dans une bande de Bragg. Donc, on doit connaitre les caractéristiques du réseau chirpé comme par exemple, la réflectivité,…, etc. Nous étudions dans ce qui suit la simulation d'un réseau de Bragg chirpé dans deux configurations technologiques différentes. Dans le premier cas, le chirp est positive C=+2nm/cm et il est négative C= -2nm/cm dans le deuxième cas. On prend pour cette simulation les paramètres de réseau suivants : Δn=0.0004, L=10mm, n_{eff}=1.447, Λ_0=518.31nm. Les Figure III.10 (a), (b) et (c) montrent respectivement la réponse spectrale de réflexion, le temps de retard et la dispersion des deux réseaux chirpés ayant de même valeur de chirp mais de signes opposés.

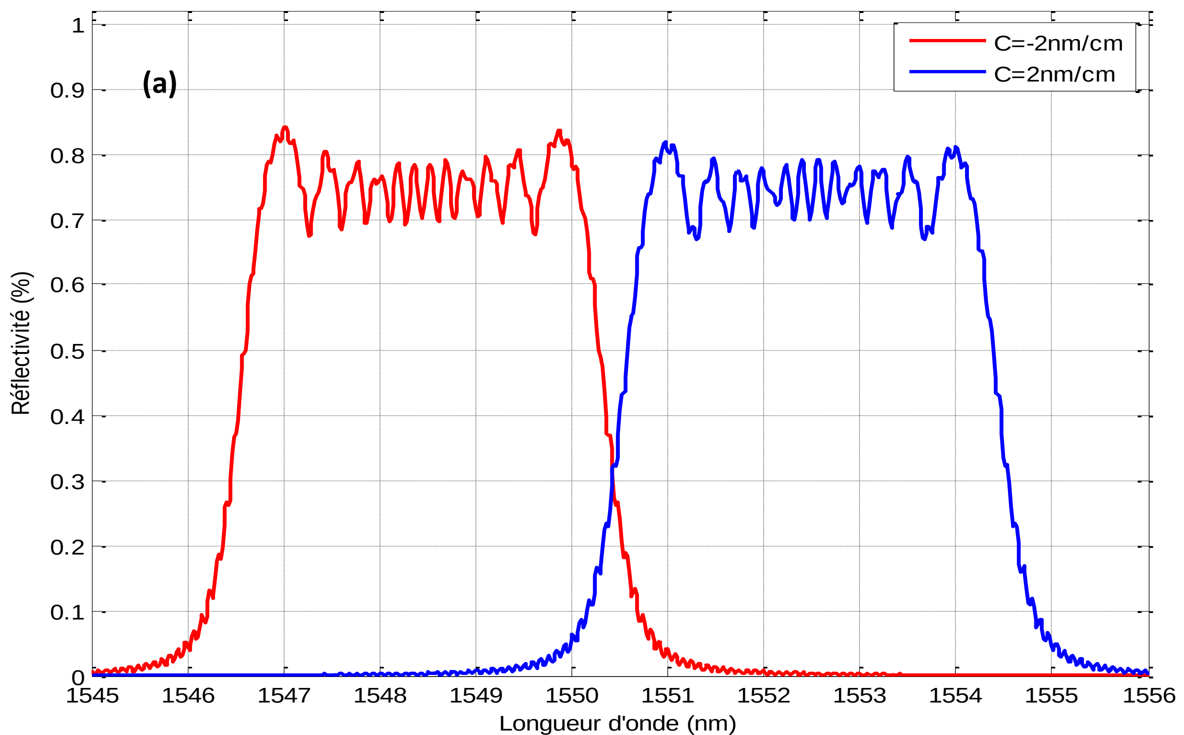


Figure III.10. Le spectre de réflectivité de deux réseaux chirpés avec des chirp opposés.

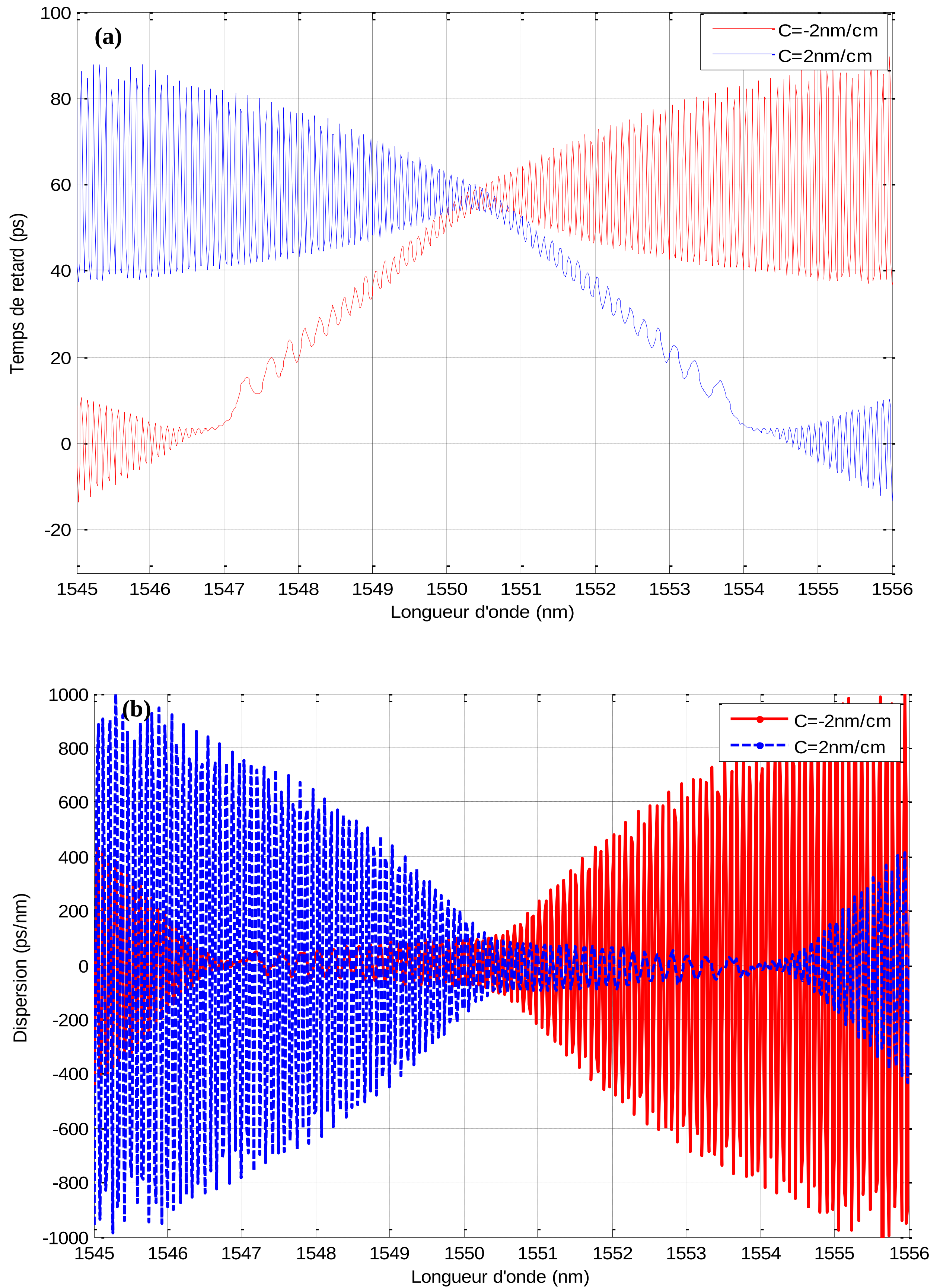


Figure III.11. Le temps de retard (a) et la dispersion (b) de deux réseaux chirpés avec des chirp opposés.

D'après la figure III.10, on remarque que les deux réponses spectrales de réflectivité des deux réseaux présentent la même bande passante et le même maximum de réflectivité, mais sont décalées par rapport à la longueur d'onde de Bragg. Pour le cas d'un chirp est négatif, la longueur d'onde centrale du réseau se déplace vers la partie gauche c'est-à-dire vers les petites longueurs d'onde. Par contre, si le chirp est positif, la longueur d'onde centrale du réseau se déplace vers la partie droite donc vers les grandes longueurs d'onde. La réponse spectrale d'un réseau à pas variable présente en fait des ondulations ou des lobes secondaires. Notons que chaque période de réseau ne réfléchit qu'une longueur d'onde correspondante à cette période, mais à cause du phénomène de Fresnel, il existe toujours une réflexion à l'interface entre deux milieux différents pour toutes les longueurs d'ondes.

La figure III.11 (a) et (b) montre des fluctuations sur l'allure des différents temps de retard et de dispersions, et ceci est dû à des faibles réflexions parasites aux faces et le long du réseau. On remarque qu'il y ait une pente dans le temps de retard pour réseau chirpé. Ce dernier introduit des délais différents pour différentes fréquences. Si le chirp est négatif le temps de retard augmente de 0ps jusqu'à 60ps et au contraire si le chirp est positif le temps de retard se diminue de 60ps jusqu'à 0ps. Cette pente dans le temps de retard joue un rôle important pour compresser l'impulsion dispersée c'est-à-dire permet de compenser la dispersion chromatique induite par la fibre SMF dans les systèmes de communication. Par conséquent, les hautes longueurs d'ondes vont être réfléchies à l'entrée du réseau, alors que les courtes longueurs d'ondes vont être réfléchies plutard. Notons que la variation de la période dans un réseau chirpé est en relation avec la longueur du chirp de réseau. Elle s'écrit comme suit [5] :

$$\Delta\lambda_{chirp} = 2.n_{eff}\left(\Lambda_{long} - \Lambda_{short)}\right) \qquad \text{(III. 5)}$$

La réflexion que subit par un réseau chirpé est en fonction de la longueur d'onde. Alors, la lumière entrante par exemple dans un réseau positif (C > 0) de l'entrée vers la sortie, subit un délai τ en réflexion, qui s'écrit comme suit [5] :

$$\tau(\lambda) = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda_{chirp}} \frac{2L_{réseau}}{V_g} \qquad avec \quad 2n_{eff}\Lambda_{short} < \lambda < 2n_{eff}\Lambda_{long} \qquad \text{(III. 6)}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de Bragg et V_g est la vitesse de groupe.

Un réseau de Bragg chirpé permet de disperser la lumière en introduisant un délai maximum de $\tau_{max} = \frac{2L_{réseau}}{V_g}$, entre la plus longue et la plus courte longueur d'onde réfléchie.

III.2.2.1. Influence de la longueur de réseau sur la réponse spectrale du réseau de Bragg à pas variable

On va étudier l'influence de la longueur du réseau à pas variable pour contrôler la réflectivité au milieu de la bande de réflexion. Les paramètres utilisés pour la simulation sont les suivants : l'indice effectif n_{eff}=1,475, l'indice de modulation 1.5.10^{-4}, la longueur d'onde λ_B=1550nm, le paramètre chirp F=-100 et La longueur du réseau a été modifiée à partir de L=1mm à 32mm.

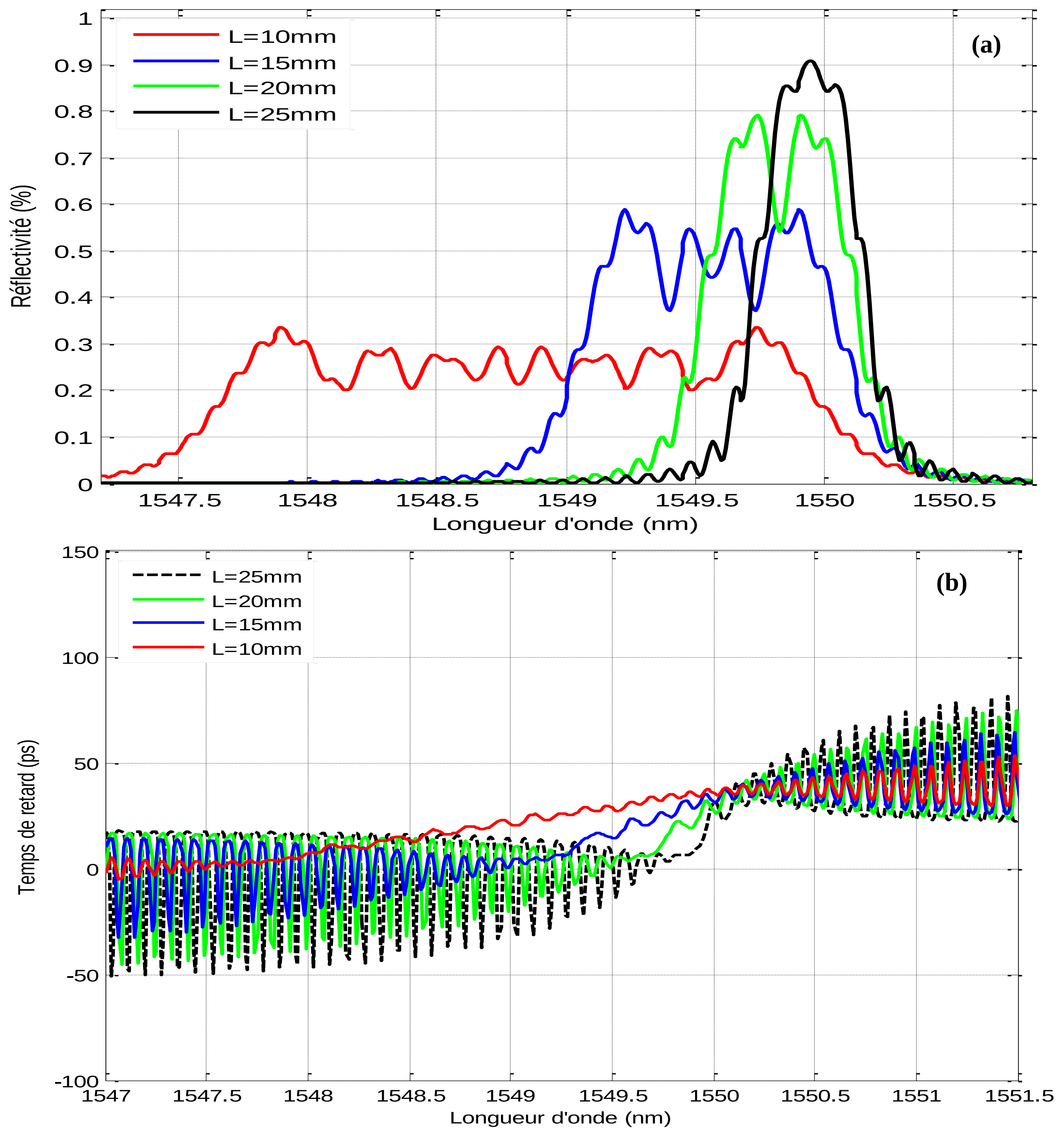


Figure III.12. Effet de variation de la longueur du réseau sur la réponse spectrale (a) et temps de retard (b) d'un FBG à pas variable (L=10, 15, 20, 25mm).

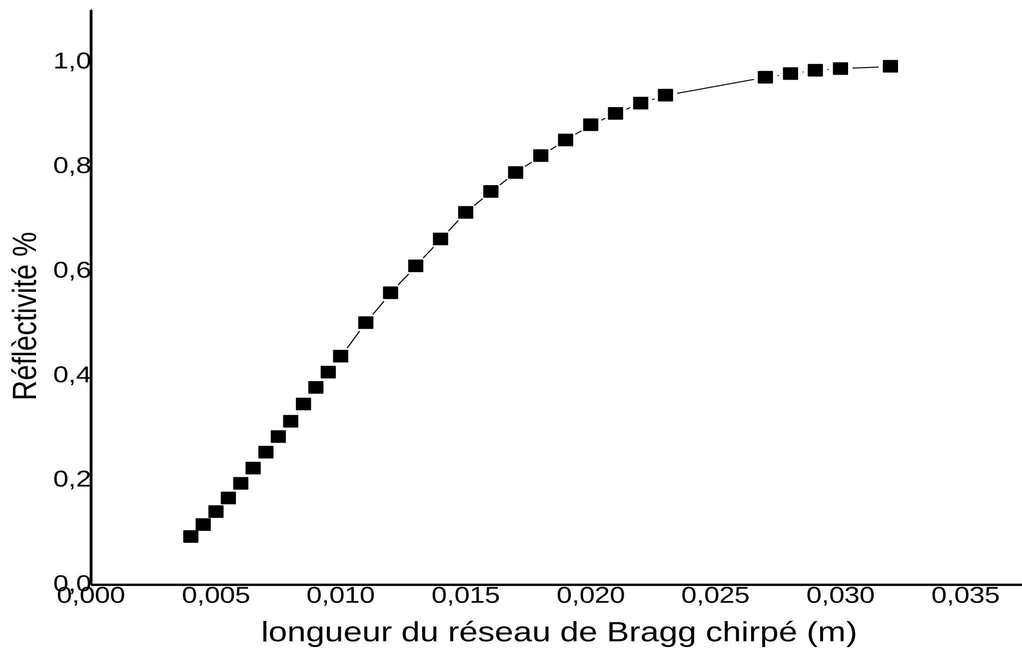


Figure III.13. Relation entre la réflectivité d'un réseau de Bragg à pas variable et la longueur du réseau

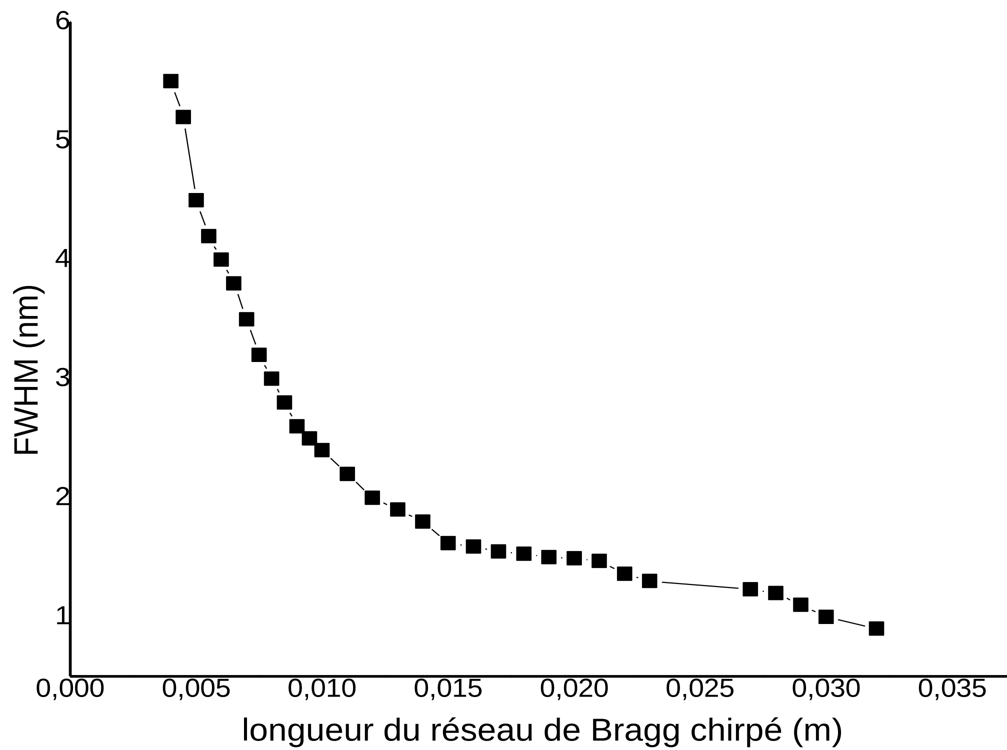


Figure III.14. Relation entre full-width-at-half-maximum FWHM d'un réseau de Bragg à pas variable et la longueur du réseau

La figure III.12 (a) présente les résultats de simulation de quatre réseaux à pas variable présentants différentes valeurs de la longueur de réseau (L). On remarque que la réflectivité des réponses spectrales augmente avec l'augmentation de la longueur (L) jusqu'à atteindre la saturation R=99.17% à L=32mm. On remarque aussi que l'augmentation de la réflectivité accompagnée avec une diminution significative de la largeur de la bande spectrale. La figure montre aussi que plus on augmente la longueur du réseau, plus les spectres des réseaux sont décalés par rapport à la longueur de Bragg. D'après la figure III.12 (b), on remarque aussi que plus le coefficient de réflexion augmente plus la largeur de bande spectrale présente des valeurs réduite; ce qui diminue le temps de retard. Par conséquent, on peut modifier la longueur du réseau à pas variable afin d'obtenir la bande passante voulue. Cette propriété est exploitée pour la compensation de la dispersion chromatique.

La figure III.13 montre la relation entre la réflexion et la longueur de réseau pour un même indice de modulation et un même chirp paramètre. On constate que lorsque la longueur du réseau dépasse la valeur L=32mm, la réflectivité reste constante. Cela signifie qu'à partir de cette valeur la longueur de réseau n'a aucune influence sur la réflectivité.

On observe d'après la figure III.14 que la largeur à mi-hauteur FWHM présente une fonction décroissante de la longueur de réseau. Par exemple, un réseau 4mm de longueur prend une largeur de bande de 5.5nm par contre un réseau de 32mm atteint une largeur de bande égale 0.9nm. On peut donc ajuster la bande passante du codeur simplement en faisant varier la longueur du réseau.

III.2.2.2. Influence de l'indice de modulation sur la réponse spectrale du réseau de Bragg à pas variable

La réflectivité maximale est une variable très importante pour un réseau de Bragg à pas variable. Elle est déterminée par la variable de chirp, la variation de la longueur de réseau et encore par l'indice de réfraction. Les résultats de simulation suivants vont montrer la relation entre la réflectivité de réseau et son indice de modulation. L'importance d'étudier cette relation réside dans l'application de la fibre de Bragg chirpé dans les systèmes de communications, en occurrence la compensation de la dispersion chromatique issue d'une fibre optique pendant la transmission. Les paramètres utilisés pour la simulation sont la longueur de Bragg λ_B = 1550 nm, la longueur du réseau L=32mm, le chirp paramètre F=-100 et le changement de l'indice de réfraction a été variée $\Delta n=0.15.10^{-4}$ à $1.8.10^{-4}$.

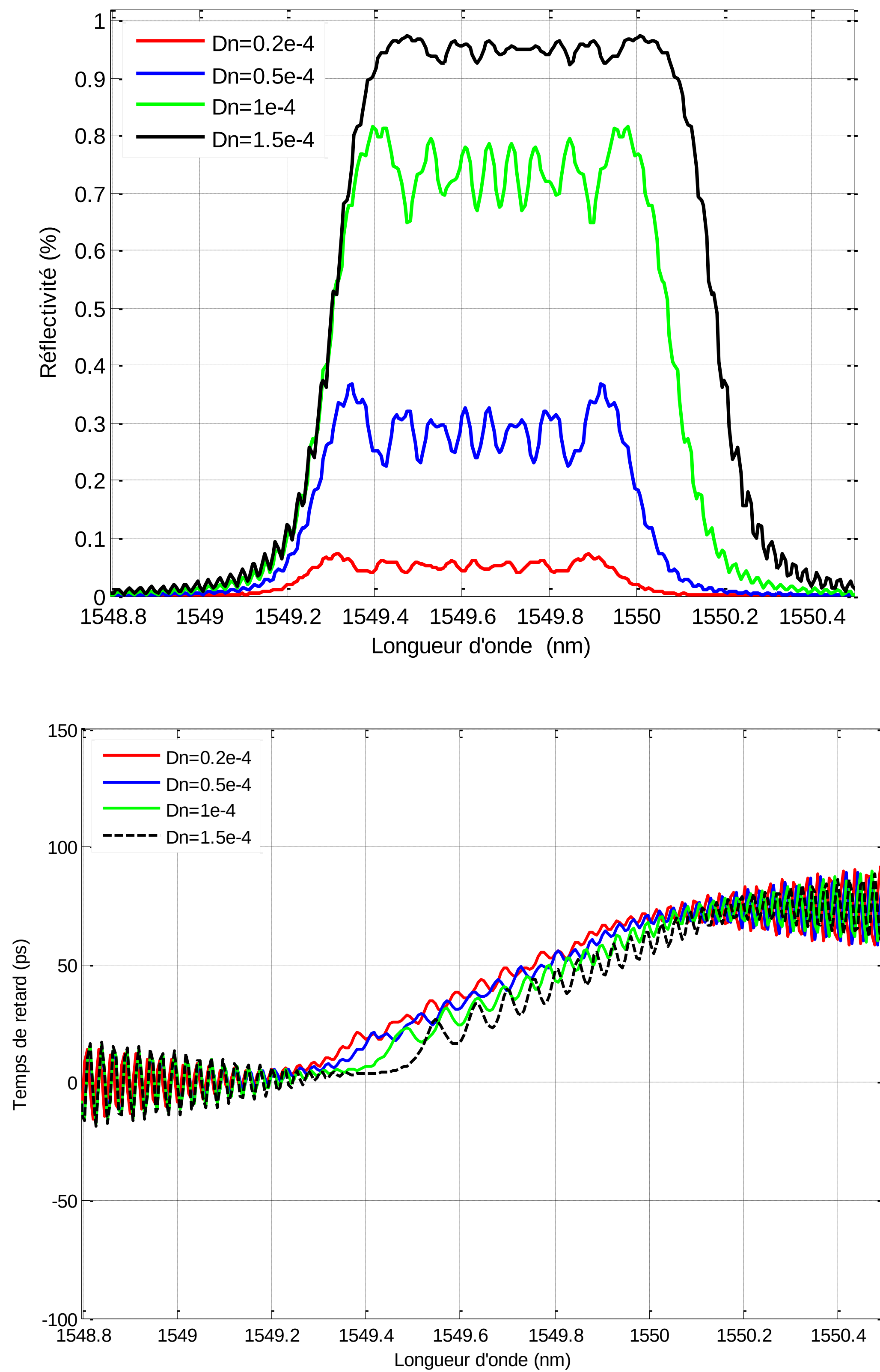


Figure III.15. Effet de variation de l'indice de modulation du réseau sur la réponse spectrale (a) et le temps de retard (b) d'un FBG à pas variable avec L=32mm.

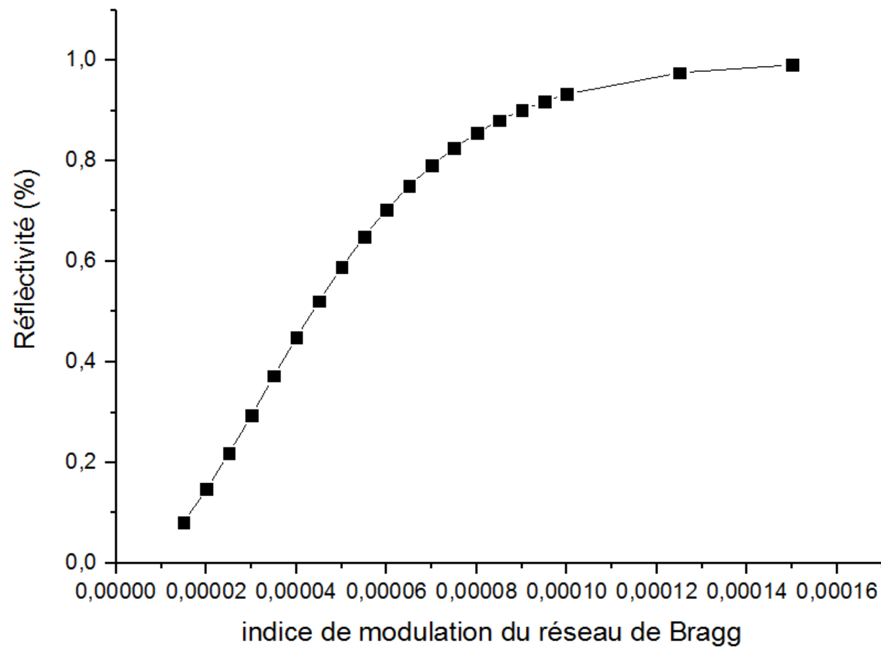


Figure III.16. Relation entre la réflectivité d'un réseau de Bragg à pas variable et l'indice de modulation.

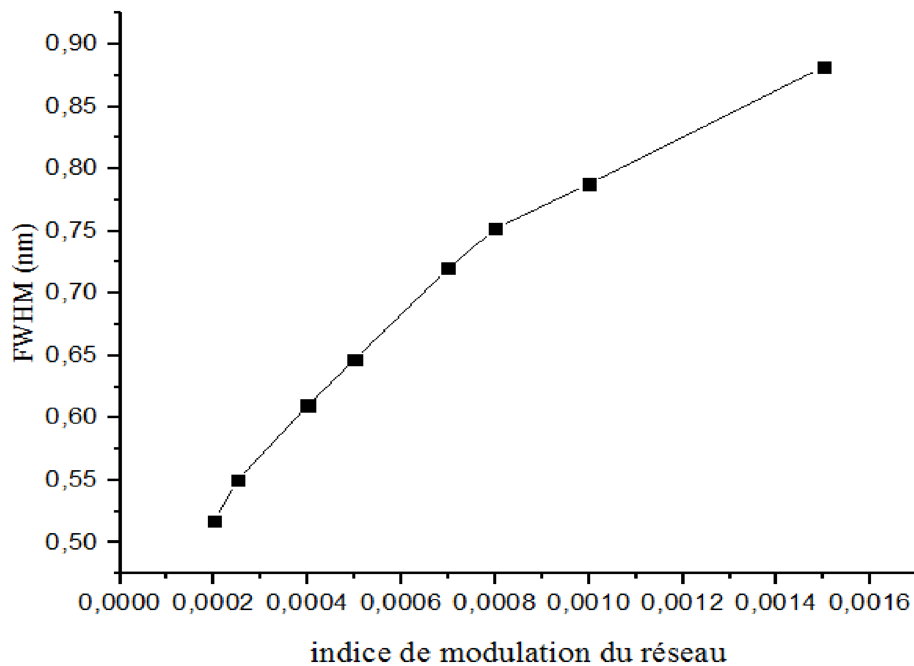


Figure III.17. Relation entre full-width-at-half-maximum FWHM d'un réseau de Bragg à pas variable et l'indice de modulation.

La figure III.15 montre les résultats de simulations de quatre réseaux à pas variable en fonction de différentes valeurs de l'indice de modulation (Δn). On observe que le coefficient de réflectivité augmente avec l'augmentation de l'indice de modulation. Il est égale 97.23% à $\Delta n=1.5.10^{-4}$. La réponse spectrale devient beaucoup plus lisse quand la longueur du réseau augmente et les ondulations disparaissent petit à petit sur le spectre. En même temps, on remarque une petite augmentation de la bande passante de chaque spectre. Dans la figure III.14 (b), le temps de retard des quatre réseaux reste presque le même c'est-à-dire une petite variation de la largueur mais on remarque une augmentation des ripples (ondulation) dans l'allure de temps de retard. Il atteint 5ps à $\Delta n=0.2.10^{-4}$ par contre à $\Delta n=1.5.10^{-4}$ le temps de retard prend la valeur 11.66ps.

La figure III.16 montre la relation entre l'indice de modulation et la réflectivité et aussi les coefficients de couplage pour une même longueur de réseau et un même valeur de chirp (puisque $R= \tanh^2 (k.L)$ et $k=\pi.\Delta n/\lambda$). Cette courbe indique qu'avec l'indice de modulation, la réflectivité du réseau pourrait être ajustée à la valeur du coefficient de réflexion du réseau afin d'atteindre une réflexion unité en sortie du codeur. Par exemple, la réflexion du réseau pourrait être approximativement égale à 99.23% lorsque $\Delta n=1.8.10^{-4}$, et au-delà la réflexion reste constante.

La figure III.17 montre que la largeur à mi-hauteur FWHM est proportionnelle à l'indice de modulation. Quand $\Delta n=0.2.10^{-4}$, la largeur à mi-hauteur est environ 0.76nm mais si on augmente l'indice de modulation à $\Delta n=1.5.10^{-4}$, la largeur FWHM devient 0.88nm. A l'opposé, dans la figure III.14 la largeur à mi-hauteur diminue si la longueur du réseau augmente donc ces résultat est valable d'après l'équation (III.2).

L'augmentation de l'indice de modulation (Δn) est limitée par la technologie de fabrication de réseau de Bragg. Cette variation peut seulement être changée dans une certaine bande limitée. On peut améliorer la réponse spectrale de ces réseaux en augmentant les longueurs de réseaux comme il a été montré dans la partie présidente.

III.2.2.3. Apodisation des réseaux à pas variable

Dans les réseaux à pas variable, la longueur d'onde convenant à la condition de Bragg possède une forte réflexion à cause des interférences constructives induites par les réflexions multiples. Par contre, la longueur d'onde qui ne correspond pas à une des périodes dans le réseau a une réflexion très faible. Par conséquent la réponse spectrale, le temps de retard et la dispersion d'un réseau à pas variable présentent en fait des ondulations (ripples).

Il est possible d'identifier deux conséquences de ces fluctuations gênantes pour les systèmes de transmission optiques : une compression incomplète du signal déformé, une compensation médiocre de la dispersion cumulée, et une génération des lobes secondaires dans le profil du spectre, occasionnant des interférences inter symbole. Pour remédier à ces problèmes, on réalise une apodisation de réseau chirpé. Pour réaliser l'apodisation, il faut choisir une fonction d'apodisation. On note qu'il existe plusieurs fonctions, et chacune désigne un profil (Raised-Cosine, un profil en Sinc, un profil Blackman, profil Hamming, profil Tangente hyperbolique et un profil Super Gaussien). Les paramètre de réseau utilisés sont les suivants : l'indice de modulation $\Delta n = 1.8.10^{-4}$, la période du réseau Λ_0 = 0.5µm, la longueur du réseau L=2cm, et le chirp F=-100

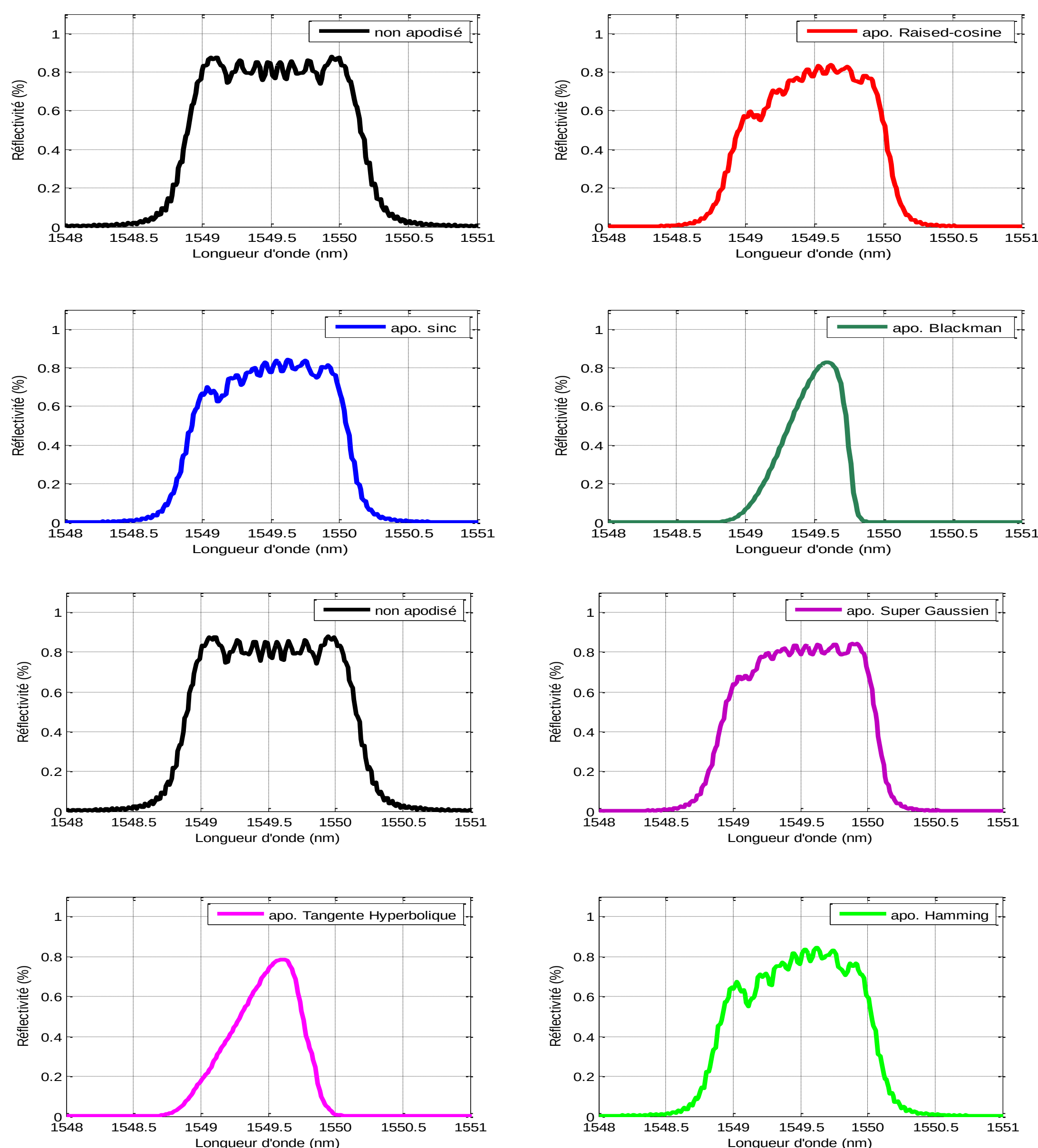


Figure III.18. Réflectivités des réseaux de Bragg à pas variable avec différents profils d'apodisation simulés.

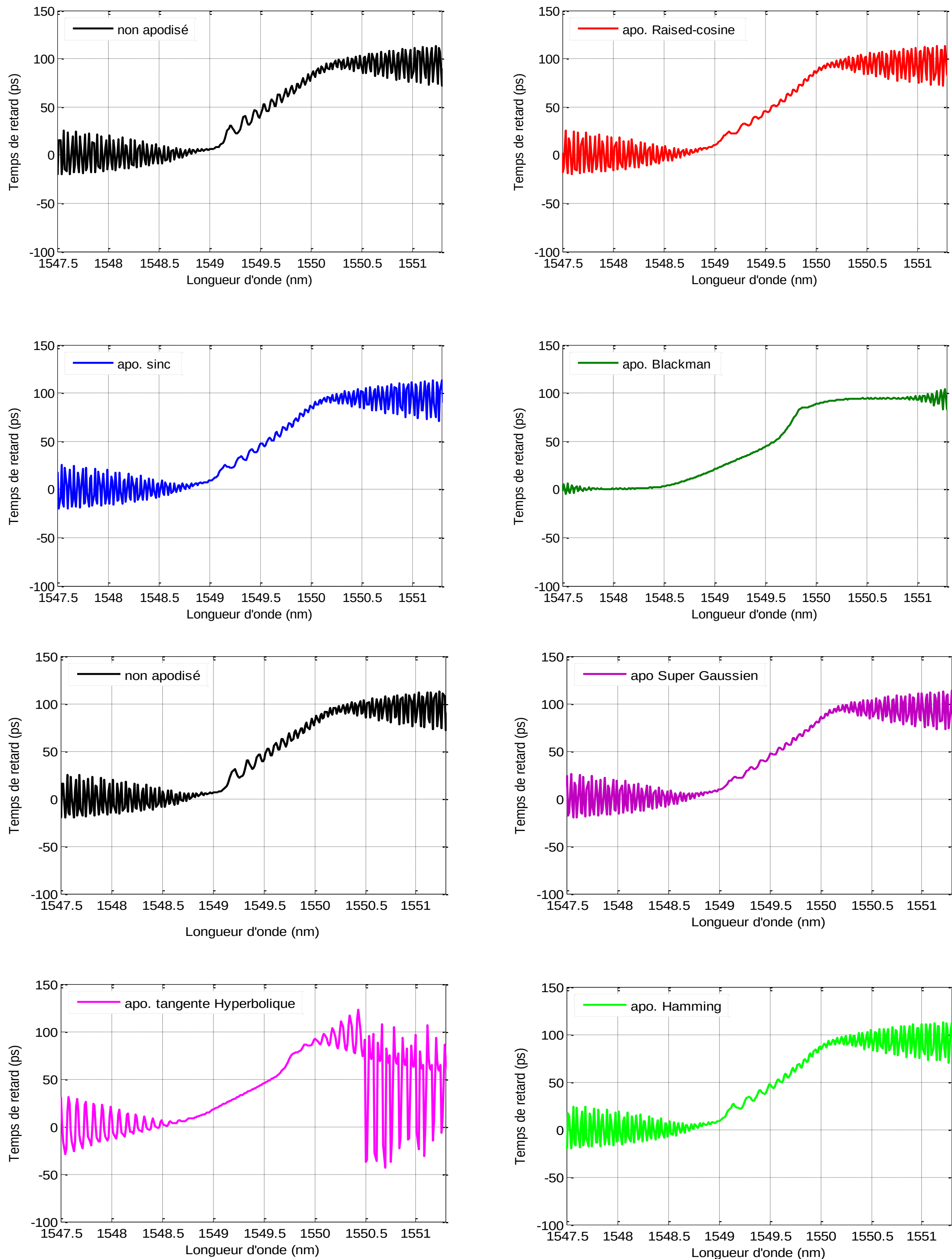


Figure III.19. Temps de retard de réseau de Bragg à pas variable avec différents profils d'apodisation simulés.

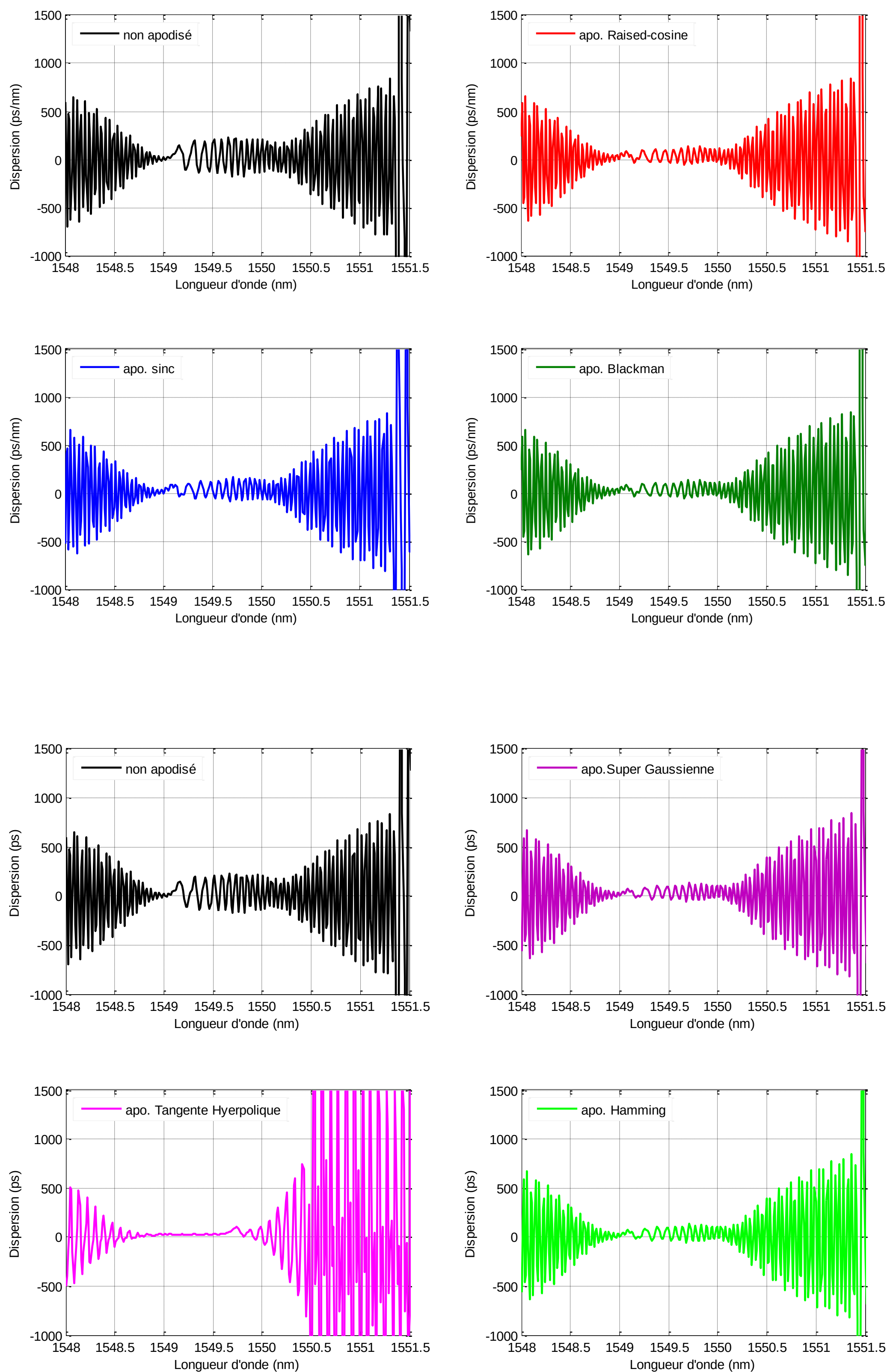


Figure III.20. La dispersion de réseau de Bragg à pas variable avec différents profils d'apodisation simulés.

Les figures III.18, III.19 et III 20 montrent la réponse spectrale, le temps de retard et la dispersion de toutes les apodisations. Pour valider les résultats de différentes apodisations, on les a comparés avec les réponses de réseau non apodisé.

Le réseau à pas variable non apodisé présente un spectre de réflexion R=87.5%, les lobe secondaire de l'ordre de 12.17%, FWHM=1.33nm, le temps de retard avec des ripples de 11.53ps et la fluctuation dans le spectre de dispersion est de 307.69ps/nm.

D'après ces figures, on remarque que l'apodisation par les profils Raised-Cosine, Sinc, Super Gaussien et Hamming, ne peuvent pas optimiser un réseau de Bragg à pas variable afin d'avoir un sommet plat et des bords abrupts, le spectre de réflectivité presque reste le même, la largeur à mi-hauteur reste 1.33nm les lobes secondaire plus diminue à la gauche présente une lobe de 2.6% à la gauche et une lobe de 4.3% à droite. Par Conséquent les ripples sur l'allure du temps de retard et du dispersion diminuent aussi de 3.84ps et 107.69ps/nm respectivement.

Par contre dans l'apodisation de blackman et tangente hyperbolique, la réponse spectrale devient beaucoup plus lisse quand le réseau est apodisé par ces profils et les lobes secondaire sont complètement éliminer. En ce qui concerne la largeur à mi-hauteur, elle prend la valeur 0.61nm pour le profil de tangente et 0.5nm pour le profil de blackman. En outre, le temps de retard du réseau devient plus linéaire les ripples éliminer complètement dans les deux profils. Il y a moins de fluctuations sur l'allure de dispersion atteindre la valeur 96.15ps/nm. Néanmoins, la courbe de dispersion de profil de tangente hyperbolique est quasiment linéaire c'est-à-dire les ripples dans la bande passante de spectre est éliminer complètement. On peut conclure, que c'est plus avantageux de construire un codeur avec des réseaux à pas variable à l'aide de l'apodisation de tangente hyperbolique.

III.2.3. Réseaux superstructures

Un réseau de Bragg superstructuré est une série de réseaux de longueurs d'onde différentes (ou série de réseaux identiques) qui sont positionnés les uns à la suite des autres sur la fibre avec un espacement constant (ou variée) entre eux. Le fonctionnement du réseau comme résonateur à plusieurs canaux repose sur le principe de l'échantillonnage à l'intérieur du composant. La période d'échantillonnage (P) et la longueur de chaque section dans le réseau (P_1) déterminent l'espacement entre canaux et le nombre de canaux utilisables. Le réseau superstructures est obtenu en multipliant la modulation de l'indice de réfraction induite par le réseau par une fonction d'échantillonnage (figure III.21). Donc la modulation de l'indice de réfraction d'un SFBG le long d'un axe z peut être écrite comme [6]:

$$\Delta n(z) = \overline{\Delta n} + \Delta n\, f(z) cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right] \qquad \text{(III. 7)}$$

Où f(z) est la fonction d'échantillonnage ;

La réflectivité de cette structure peut être obtenue à partir de la théorie des modes couplés, qui prédit que chaque composante spatiale de la décomposition en série de Fourier de la permittivité engendre un pic dans le spectre global des réflexions.

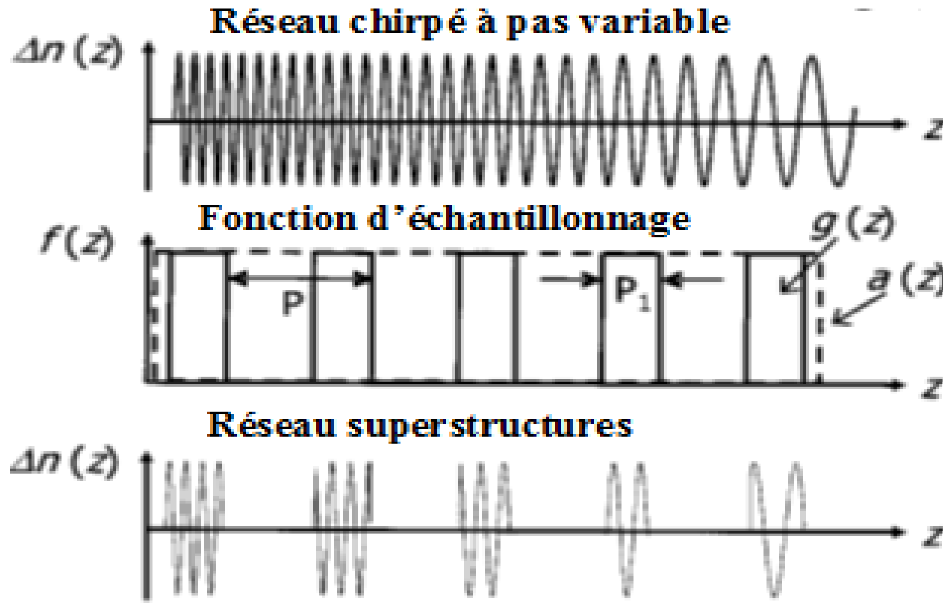


Figure III.21. Principe de réseau de Bragg superstructures [6].

La relation entre les composantes du réseau échantillonné et non échantillonné donne naissance de la fonction d'échantillonnage qui déterminer par [6]:

$$f(z) = a(z) \sum_{q=-\infty}^{+\infty} g(z - qP) \qquad \text{(III. 8)}$$

Où $a(z) = rect(\frac{z}{L/_2})$ est le profil d'apodisation étendant sur la longueur totale L de la structure et g (z) est la fonction d'échantillonnage individuel dont la longueur est généralement désigné comme étant la longueur d'échantillonnage P_1. P est la période d'échantillonnage.

On peut également déterminer l'écart en longueur d'onde entre les pics de réflectivité, donné par [6]:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\lambda_o}{M} = \frac{\lambda_B^2}{2n_{eff}MP}, \quad M = 1,2,3, \ldots, m \qquad \text{(III. 9)}$$

où n_{eff} est l'indice effectif, M désigne le nombre de périodes d'échantillonnage et λ_B est la longueur d'onde de Bragg.

III.2.3.1. Modélisation des réseaux de Bragg superstructurés

Nous avons tout d'abord étudié les réponse spectrale d'un réseau superstructurés pour cela les paramètre et les valeurs utilisés dans la simulation sont : l'indice de effective n_{eff}=1.485, période Λ_0=521.88nm (correspondant à la longueur d'onde λ_B=1550nm), l'indice de modulation Δn=1.8.10^{-4}, la période d'échantillonnage P= 1mm, longueur de réseau P_1=0.1mm, et l'espacement des longueurs d'onde entre les canaux est $\Delta\lambda$ = 0,808 nm ≈100MHz. Les résultats de simulation sont basées sur la méthode de matrices de transfert.

La figure III.22 (a) montre la réponse de réflexion de réseaux superstructures à cinq réseaux. On remarque que chaque réseau présente un pic de réflexion propre centrée sur la longueur de Bragg 1548.11nm, 1548.92nm, 1549.73nm, 1550.54nm , 1551.35 respectivement. Les coefficients de réflexions maximales des différents segments de réseau sont identiques près de 99.73% et les mêmes largueurs à mi-hauteur égale 0.216nm.

Le réseau superstructuré permet d'obtenir une structure qui présente des pic très étroit et donc très sélectif ce qui est intéressant dans les systèmes de multiplexages optique par réparation des code OCDMA.

La figure III.22 (b) montre le temps de retard estimé à partir du réseau superstructurés. Il est à noter que la forte dépendance du délai par rapport à la longueur d'onde de chaque segment, comme cela a été montré par la modulation (figure III.22 a). La résonance de chaque longueur d'onde est en fonction de la variation du pas de chaque segment. Ainsi, que les longueurs d'onde correspondant à la réflectivité maximal de chaque segment présente le minimum temps de retard 25.39ps, 25.11ps, 25.23ps, 25.13ps, et 25.17ps respectivement c'est-à-dire les réseaux superstructurés présente un temps de retard minimale moyenne τ=25.2±0.08

A cause de géométrie du réseau superstructures, chaque segment présente une dispersion presque nulle au centre du réseau qui correspondant à la réflectivité maximal et le minimum délai et une chute de dispersion 990ps/nm à -1625ps/nm au début de chaque segment et une

autre chute de dispersion 1449ps/nm à -1200ps/nm à la fin du segment; l'espacement entre les réseaux de Bragg présente une petite fluctuation de dispersion.

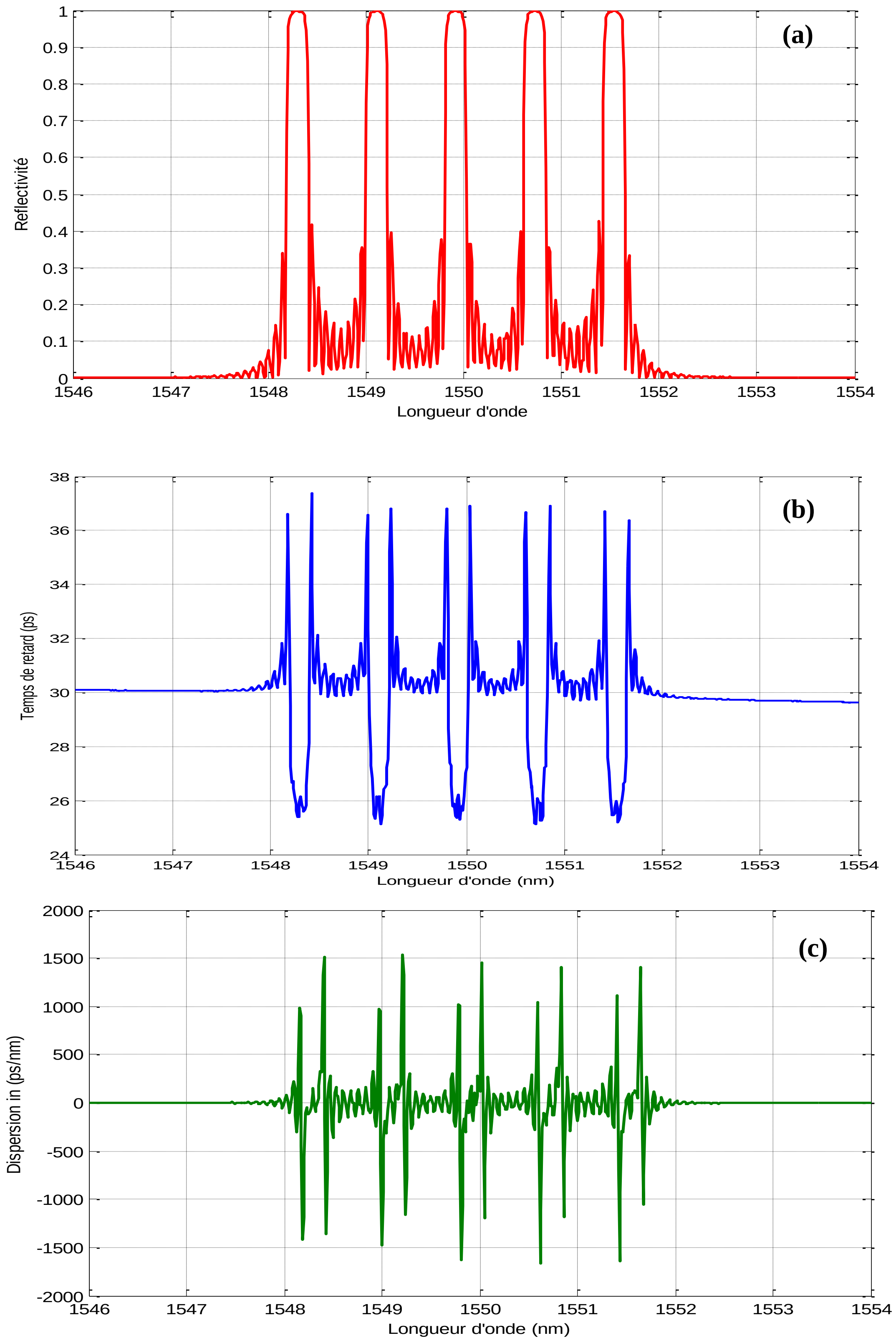


Figure III.22. Spectre de réflectivité (a), le temps de retard (b) et la dispersion (c) d'un réseau de Bragg superstructures.

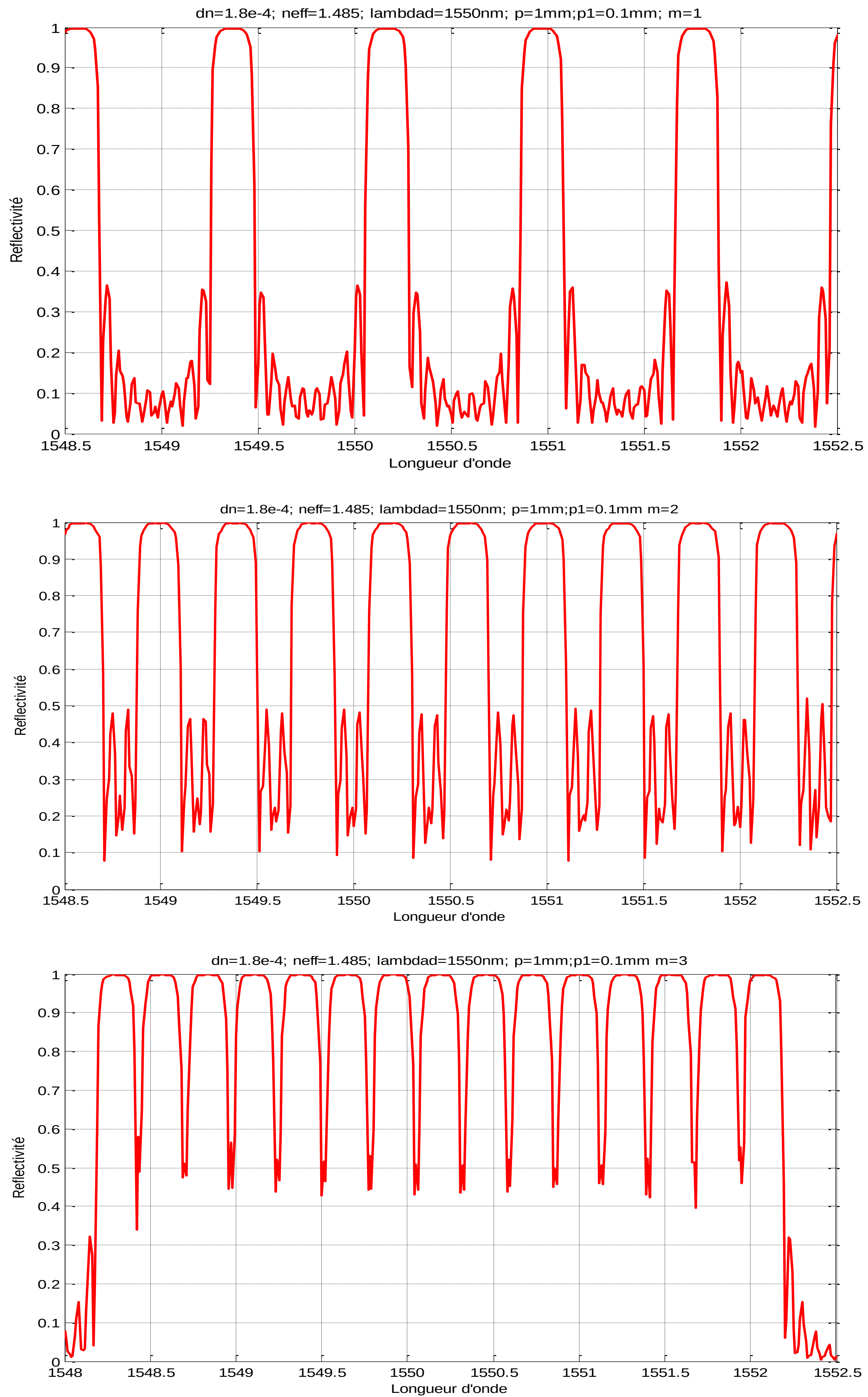


Figure III.23. Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg superstructures en fonction du facteur M: (a) M = 1, (b) M = 2, (c) M=3

III.2.3.2. Influence de l'espacement entre les réseaux sur les réponses spectral de réseau superstructures

L'écart entre deux longueurs d'onde donné par l'équation III.9 qui détermine l'espacement entre deux réseaux de Bragg successives joue un roule très important pour donner une réponse spectrale correcte. Pour cela, on va étudier l'effet de ce paramètre sur les réponses de SFBG. Dans nos simulations, les paramètres utilisés sont les mêmes paramètres utilisés précédemment mais avec différentes valeurs du facteur M et de la longueur totale du réseau de SFBG qui est égale 15 mm.

La figure III.23 montre la variation du pic de résonance d'un SFBG en fonction de facteur M dans l'intervalle spectral [1548.5-1552.5]. D'après les résultats de simulation, on remarque que les valeurs de coefficient de réflectivité dans les trois cas sont identique avec une réflectivité maximale égale à 99.73% et une bande spectral à mi-hauteur égale à 0.23nm. Pour la figure III.23 (a), la valeur du facteur M est égale à 1, ce qui donne un espacement de longueur d'onde entre les pics de réflexion du SFBG de l'ordre de 0,8 nm ≈ 100Ghz qui est déterminée selon l'équation III.8.

Les figues III.23 (b) et (c) montrent les pics de réflexion du SFBG avec M=2 et M=3, respectivement. Il est clair que l'espacement est réduit à fois par rapport à celle du SFBG du 1er cas. On observe qu'il y a quinze pics. Les distances spectrales entre deux pics adjacents sont listées sur le Tableau III.2.

$\Delta\lambda_n = \lambda_{max_{n+1}} - \lambda_{max_n}$ (nm)	FBG1	FBG2	FBG3
$\Delta\lambda_1$	0.78	0.40	0.29
$\Delta\lambda_2$	0.80	0.42	0.26
$\Delta\lambda_3$	0.77	0.39	0.28
$\Delta\lambda_4$	0.78	0.41	0.25
$\Delta\lambda_5$	0.81	0.38	0.28
$\Delta\lambda_6$	0.76	0.39	0.31
$\Delta\lambda_7$	0.78	0.40	0.27
$\Delta\lambda_8$	0.77	0.40	0.26
$\Delta\lambda_9$	0.76	0.42	0.28
$\Delta\lambda_{10}$	0.79	0.41	0.27
$\Delta\lambda_{11}$	0.84	0.38	0.25
$\Delta\lambda_{12}$	0.79	0.39	0.27
$\Delta\lambda_{13}$	0.81	0.41	0.26
$\Delta\lambda_{14}$	0.82	0.40	0.25

Tableau III.2. Largeur spectrale entre deux pics adjacents (nm)

D’après les résultats de simulation, l’écart en longueur d’onde entre deux pics successives pour les trois cas reste quasiment toujours constante sont (0.79± 0.018) nm, (0.4±0.01) nm et (0.27±0.013) nm respectivement. On observe que la bande spectrale entre deux pics de réflexion diminuer avec l’augmentation du facteur M.

III.3. Structure complexe du réseau de Bragg à chirp non linéaire

Un réseau de Bragg est induit par l’exposition du cœur de la fibre optique à une intense lumière provoqué par l'interférence de deux faisceaux d'un laser ultraviolet engendrant une modification de son indice du cœur. La modulation d’indice de réfraction d’un réseau chirpé s’exprime par l’équation suivante [4]:

$$n(z) = n_0 + \delta n_{eff}(z)\cos[\frac{2\pi}{\Lambda_0}(z + \varphi(z))] \qquad \text{III.10}$$

Où n_0 est l’indice de réfraction du cœur de la fibre optique avant inscription, δn_{eff} désigne l’amplitude de la modulation d’indice effectif du réseau de Bragg, Λ_0 est le pas initial du réseau, $\phi(z)$ la phase variable de réseau et z est la distance le long du fibre.

On peut simuler le réseau de Bragg chirpé en appliquant la méthode de matrice de transfert. Tout d’abord, on doit trouver la relation entre le pas du réseau et la position le long du réseau. Lorsqu’une déformation due aux efforts mécaniques extérieurs est appliquée à une fibre optique à réseau de Bragg (FBG), l’indice effectif n_{eff} et le pas de modulation du réseau Λ sont modifiés. La modification du pas de modulation en fonction de cette perturbation s’exprime comme suit [7] :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0\left(1 + \varepsilon(z)\right) \qquad \text{III.11}$$

Où $\varepsilon(z)$ est la déformation axiale (longitudinale) à la position z formée par la tension appliquée.

Pour un réseau de Bragg chirpé linéaire, la période du réseau peut supposer que:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + c_0 z) \qquad \text{III.12}$$

Où c_0 le chirp linéaire du réseau

Selon l’équation III.12, lorsque le réseau de fibres est soumi à une contrainte axiale, sa période peut être exprimée par [8] :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0\left(1 + c_0 z + \varepsilon(z)\right) \qquad \text{III.13}$$

Néanmoins, la compensation de dispersion d'ordre supérieur peut aussi être pris en compte en utilisant un réseau de Bragg chirpé non linéaire ayant une période donnée par l'expression [9, 10]

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + c_0 z + c_1 z^2 + c_2 z^3 + \cdots) \qquad \text{III. 14}$$

On peut alors obtenir aussi un réseau de Bragg chirpé non linéaire de premier ordre est maintenu sous une tension. Sa période du réseau devient:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + \varepsilon(z) + c_0 z + c_1 z^2) \qquad \text{III. 15}$$

Ou c_1 : est le coefficient de chirp non linéaire du premier ordre, ε (z) est la déformation axiale en fonction de la position z formée par la tension appliquée. Il peut être exprimé comme :

$$\varepsilon(z) = \frac{F}{EA(z)} \qquad \text{III. 16}$$

où F est la tension appliquée au réseau, E est le module d'Young et A (z) est l'air de section transversale du réseau de Bragg est donnée par :

$$A(z) = \pi r^2(z) \qquad \text{III. 17}$$

Le rayon de la gaine de la fibre optique a été modifié d'une forme sinusoïdale après l'inscription d'un réseau de Bragg chirpé. Cette structure complexe peut être fabriquée par l'attaque chimique de la gaine extérieure du réseau de Bragg à chirp non linéaire (figure III.24). La variation du rayon de la gaine le long de la longueur du réseau peut être exprimée comme [11]:

$$r(z) = \frac{r_0}{\sqrt{1 + g[1 + f(z)]}} \qquad \text{III. 18}$$

où r_0 est le rayon maximal de la gaine le long de la longueur du réseau, g est le facteur d'attaque et f(z) est la fonction sinusoïdale et est donnée par

$$f(z) = \sin\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \qquad -\frac{L}{2} \leq z \geq \frac{L}{2} \qquad \text{III. 19}$$

où L est la longueur du réseau de Bragg,

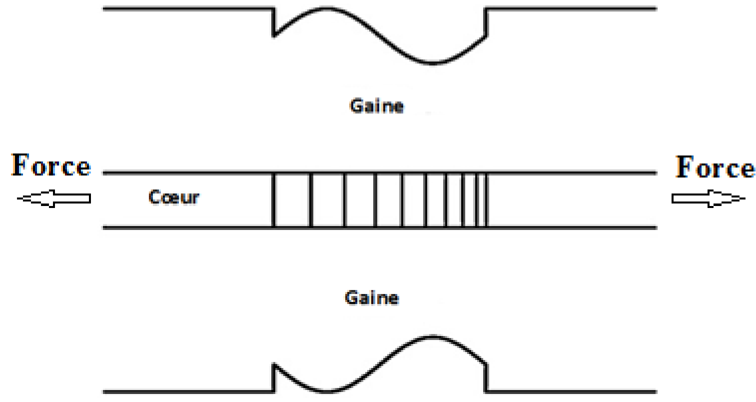


Figure III.24. Structure complexe du réseau de Bragg chirpé [11]

En combinant les équations (III.15-III.19) ci-dessus, la période de réseau peut être exprimée comme suit :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 \left\{ 1 + c_0 z + c_1 z^2 + \frac{F}{\pi E r_0^2}\left[1 + g\left(1 + f(z)\right)\right] \right\} \qquad \text{III.20}$$

Le chirp réseau correspondant est donnée par [8]

$$C = c_0 z + c_1 z^2 + \frac{F}{\pi E r_0^2}\left[1 + g\left(1 + f(z)\right)\right] \qquad \text{III.21}$$

Dans notre analyse numérique, la théorie des modes couplés c'est la technique mathématique utilisée pour calculer les spectres de réflexion et le temps de retard des réseaux. Ce dernier peut être utilisé efficacement pour décrire les propriétés à la fois linéaires et non linéaires.

III.3.1. Comparaison entre les réflectivités des réseaux de Bragg chirpé linéaire et non linéaire

On s'intéresse maintenant à l'étude de l'influence des ordres non linéaires supérieurs sur les réponses spectrales des réseaux de Bragg soumis à une contrainte axiale. Pour cette raison, on fait une comparaison entre deux types des réseaux de Bragg à une chirp linéaire LCFG et l'autre de chirp non linéaire NLCFG, en utilisant les paramètres de simulation suivants: la période initial Λ_0=0.5µm, l'indice de modulation Δn=0.0003, la longueur de réseau L=10mm, le chirp linéaire c_0=0.5nm/cm, le premier ordre non linéaire de chirp c_1=12nm/cm et la tension appliquée F=1N.

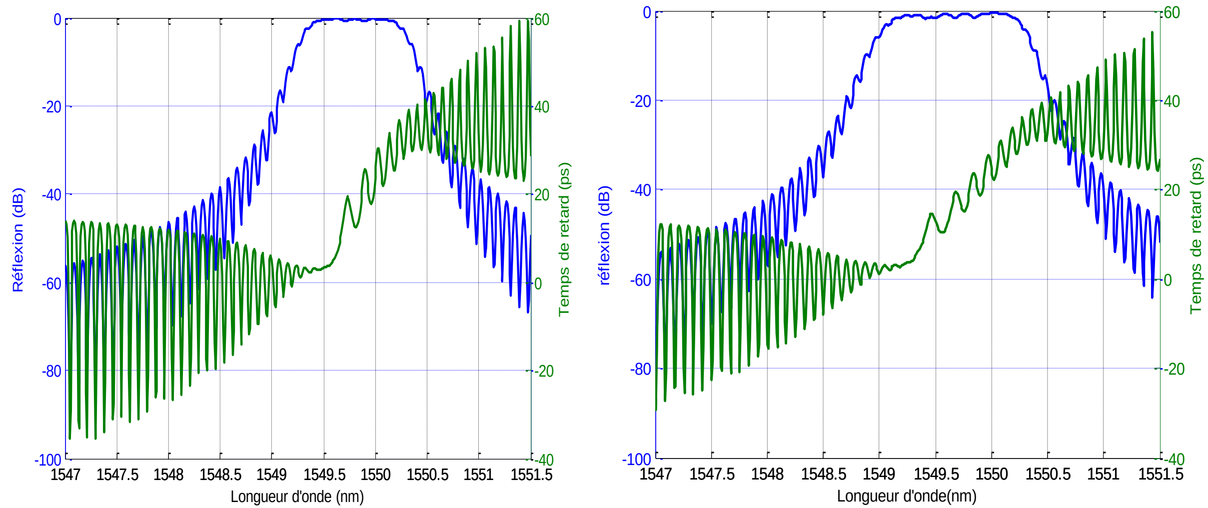


Figure III.25. Spectre de réflexion et le temps de retard pour linéaire (a) et non linéaire (b) réseau de Bragg.

La figure (III.25, a, b) contient les résultats de simulation de la réflectivité et le temps de retard de réseau de Bragg à chirp linéaire "LCFG" et réseau à chip non linéaire "NLCFG" respectivement. On remarque que la réponse spectrale de réseau à chirp non linéaire NLCFG présente un décalage vers les longueurs d'onde bleu c'est-à-dire la longueur d'onde centrale du réseau se déplace vers la partie gauche (petites longueurs d'onde), avec une augmentation de la largeur à mi-hauteur (-30 dB) de Δλ=1.75nm à 2.52nm et on remarque aussi une diminution des lobes secondaires par rapport à LCFG se dernière se produisent des ripples supérieur à 7,33 ps (Figure III.25 (a)) par contre le réseau à chirp non linéaire NLCFG les ripples sont réduites à moins de 4,07 ps (Figure III.25 (b)). Le paramètre qui évalue La pente du spectre de réflectivité au niveau des bords de la bande passante est BWU, qui a été défini comme étant le rapport des largeurs de bande à -1 et -30 dB [9]. En remarque que le BWU du réseau NLCFG est plus grande que celle de réseau LCFG. Le BWU de NLCFG est 0,693 par conte BWU de LCSFG est seulement 0,671.

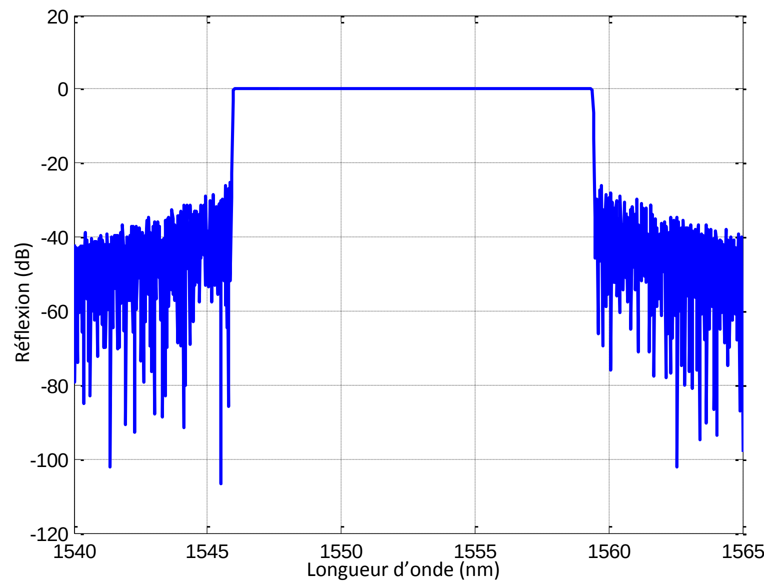


Figure III.26. Spectre de réflexion du réseau de Bragg proposée NLCFG avec L=9.2mm.

À la suite de la simulation optimisée, nous démontrons que le spectre de réseau NLCFG avec les paramètres suivante Λ_0 = 0,535 μm, L = 9,2 cm, Δn = 0,003, g = 0,5, F = 1 N et, c_o = 0,8 nm/cm, c_1=5nm / cm , qui est illustrée sur la figure III.26, Le réseau a une plus grande valeur de BWU: 0.9908 c'est-à-dire Le spectre de réflexion de ce réseau se rapproche d'un spectre de forme carré dans l'état idéale et on remarque aussi une grande bande passante à -3 dB est 14,70nm.

Chirp linear co (nm)	0	0.1	1	2
FWHM 30dB	0.880	1.17	3.10	5.17
Rippele (ps)	43.14	29.41	9.15	4.90

Tableau III.3. L'effet du chirp linéaire c_0 sur la largeur à mi-hauteur du spectre de réflectivité et la hauteur des ondulations du spectre de temps de retard

III.3.2.1. Impact de coefficient linéaire chip sur le temps de retard

Pour étudier l'effet de coefficient linéaire chirp sur la réponse spectral de temps de retard du nouvelle structure du réseau de Bragg à chirp non linéaire on utilise les paramètres suivantes n_{eff} = 1,457, L = 10 mm, Λ = 0.530μm, Δn= 0,0003, F = 1 N, C1 = 10 nm/cm. La Figure III.27 montre les spectres de temps de retard pour différentes valeurs de chirp linéaire C_0=0; 0.1; 1; 2 nm/cm.

Notons que pour fixer les valeurs de la tension appliquée F et le premier ordre du coefficient chirp non linéaire c_1, la largeur de la bande passante de réflexion (-30 dB) et la fluctuation (ondulations, rippeles) dans le spectre de temps de retard peut être réglée par le coefficient de chirp linéaire c_0. En effet, notre calcul montre que la largeur de bande de réflexion augmente linéairement en fonction du chirp linéaire c_0. En outre, il convient de noter que la linéarité et la fluctuation de la courbe de temps de retard sont d'une importance primordiale dans le cas où FBG sont utilisés comme dispositifs stables pour annulation de la dispersion linéaire. Ces valeurs sont présentées dans le tableau III.3.

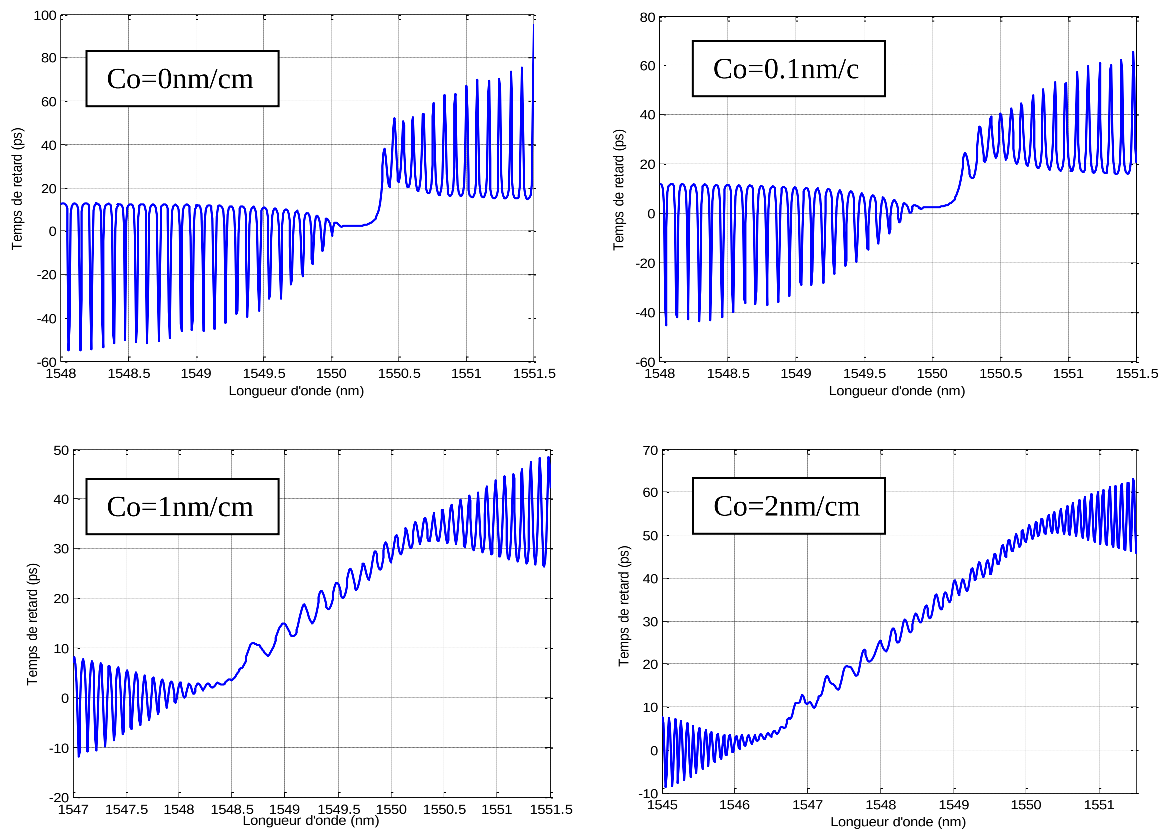


Figure III.27. Spectres de Temps de retard pour différentes valeurs de chirp linéaires c_0 = 0, 0.1, 1, 2 (nm / cm) respectivement, avec c_1 = 10 nm/cm, et F = 1N.

III.3.2.2. Impact du premier coefficient non linéaire chirpé sur le temps de retard

Pour étudier l'effet du premier ordre du coefficient chirp non linéaire sur la réponse spectrale de ce réseaux de Bragg on utilise les mêmes paramètres précédentes utilisés pour la simulation mais dans cette cas on fixe le coefficient chirp linéaire, et on et on variée la valeur du 1er coefficient non linéaire C_1=0; 5; 10; 15nm/cm.

On raison des paramètres de simulation optimisés dans la figure III.28 et le tableau III.4, nous notons une augmentation de la bande passante du réseau tandis que le premier ordre chirp non linéaire c_1 est augmentée. En outre, la hauteur des ondulations de la courbe de temps du retard a été réduite à moins de 2,5 ps.

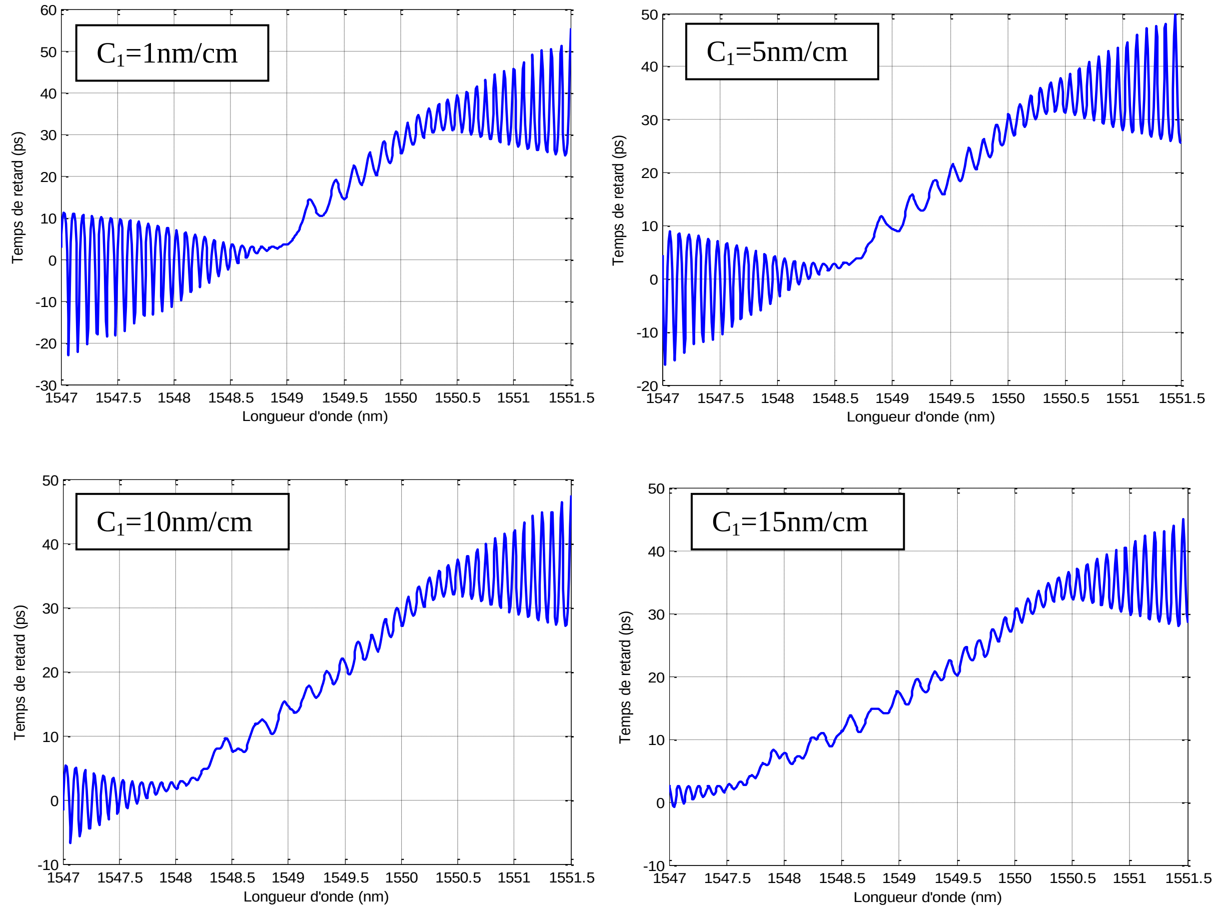


Figure III.28. Spectres de temps de retard pour différentes valeurs de chirp non linéaire c1 = 1, 5, 10, 15 (nm / cm) respectivement, avec c_0= 0.8nm/cm; F=1N.

Selon les Figures (III.27, III.28), nous concluons que l'accordabilité spectrale de notre réseau peut être sélectionnée par un choix judicieux entre l'action que du chirp linéaire ou le coefficient de chirp non linéaire dans certaines conditions de simulation.

Chirp nonlinear c1 (nm)	1	5	10	15
FWHM 30dB	2.318	2.651	3.227	3.816
Rippele (ps)	7.647	6.666	4	2.303

Tableau III.4. L'effet du chirp non linéaire c_1 sur la largeur à mi-hauteur du spectre de réflectivité et la hauteur des ondulations du spectre de temps de retard

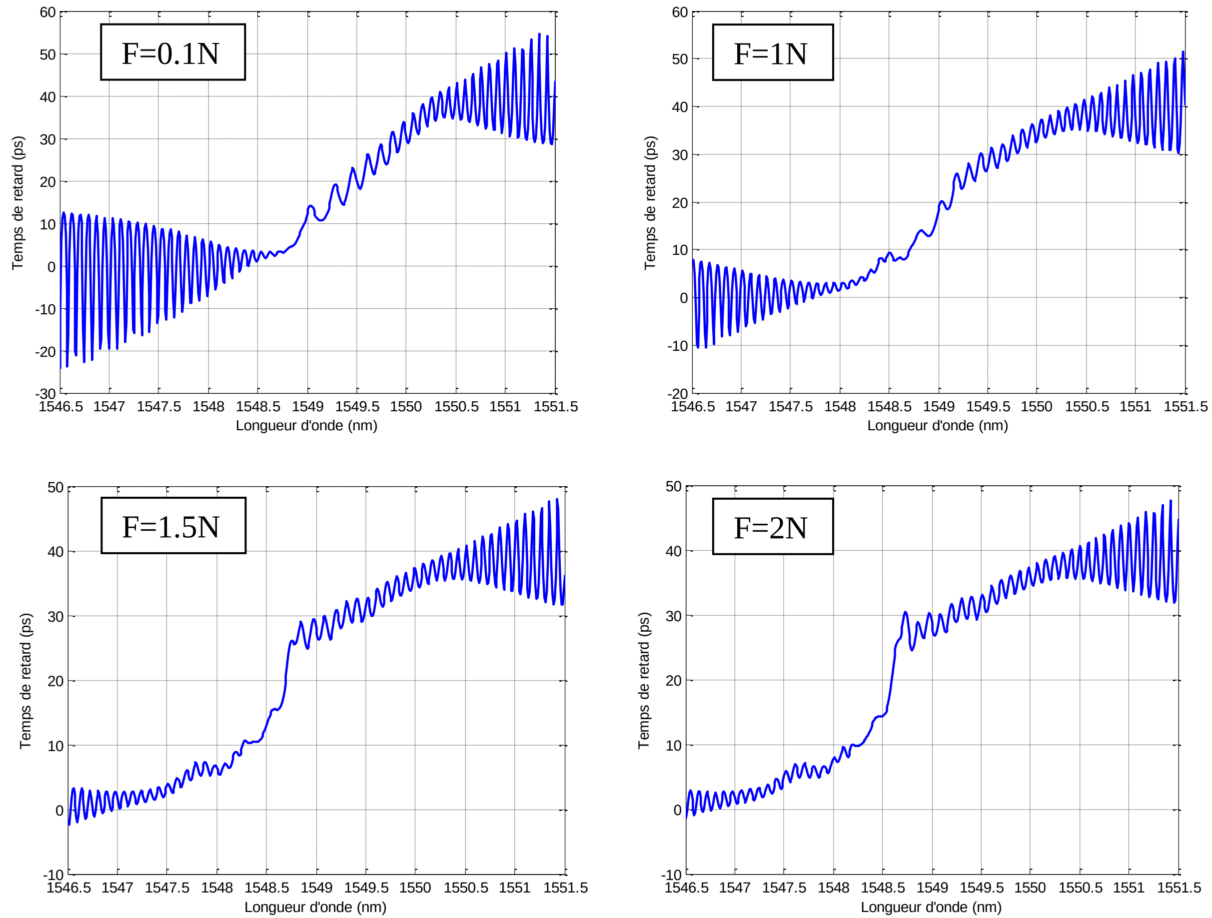


Figure III.29. Spectres de temps de retard pour différentes valeurs de force F = 0.1, 1, 1.5, 2 N respectivement, avec c_0= 0.8nm/cm; c_1=10nm/cm.

III.3.2.3. Impact de la tension appliquée sur le réseau de Bragg sur le temps de retard

Dans cette étude, on fixe les valeurs de chirp linéaire et le coefficient de chirp non linéaire du premier ordre par contre on variée la valeur de la tension appliqué sur la nouvelle structure de réseau de Bragg. La Figure III.29 montre la réponse spectrale de réseau de Bragg et le temps de retard pour quatre forces différentes : F=0.1, 1, 1.5, et 2N. Les paramètres utilisés dans nos calculs sont les mêmes que ceux utilisés dans le cas de figure III.28, mais en prenant la valeur du coefficient de chirp non linéaire égale à c_1 = 10nm/cm.

D'après la Figure III.29, on remarque l'influence de la force appliquée sur la courbe de temps de retard, qui présente généralement deux comportements au sein de la largeur de bande de réflexion. De toute évidence, nous notons une variation linéaire pour les grandes longueurs d'onde et une variation quadratique pour des longueurs d'onde courtes, respectivement.

Nous pouvons conclure, selon ce comportement particulier de la courbe de temps de retard, que nous pouvons compenser l'accumulation de la dispersion chromatique linéaire et non linéaire dans les systèmes de transmission optique à haute vitesse. Fondamentalement, tel que rapporté dans de nombreux articles, la transmission de signaux à haut débit à longues distances ont certaines limitations physiques, principalement la dispersion de vitesse de groupe de fibre, qui dégrade la performance des systèmes de communication optique en limitant le débit binaire maximum ou la longueur de distance [12]. Notons que dans les systèmes de transmission fonctionnant à environ 10 Gbps, causer de pente de dispersion d'ordre élevé dans le temps de retard, est négligeable [13]. Mais, pour les systèmes à haute vitesse fonctionnant à 40 Gbps et au-delà de linéaire et de non linéaire (Pente de dispersion) doit être compensé en même temps.

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation obtenus pour différents types de réseaux de Bragg. On a étudié l’influence de la longueur du réseau de Bragg et l’indice de modulation sur les réponses spectrales de FBG. Les résultats obtenus montrent que ces deux facteurs représentent les paramètres les plus importants pour l’optimisation des performances des différents réseaux de Bragg. Nous avons présenté certaines caractéristiques des différents profils d’apodisation qui joue un rôle fondamental dans la détermination des performances dans les systèmes de codage. On a utilisé ces profils pour minimiser les fluctuations présentes sur la réponse spectrale. On a constaté que les apodisations de blackman et tangente hyperbolique sont les meilleures qui permettent une élimination presque complète des fluctuations (ripples) dans le temps de retard et la dispersion. Ensuite, nous avons analysé numériquement l'effet de la non-linéarité évoluée sur les propriétés spectrales d'une fibre à réseau chirpé non linéaire ayant un profil sinusoïdal en fonction de la gaine et soumise à une traction axiale. Nos résultats montrent que la fonction associée de réseau de Bragg chirpé dépendent principalement sur trois paramètres : la tension appliquée, le coefficient chirp non linéaire et le facteur de gravure. En comparant avec le cas d'un réseau de Bragg à chirp linéaire, nous voyons que le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg à chirp non linéaire a une plus grande largeur de bande passante avec un décalage de longueur d'onde centrale vers le bleu. En outre, l'accordabilité spectrale du modèle proposé peut être adaptée en faisant varier les différentes combinaisons entre les trois différents paramètres de chirp mentionnés ci-dessus afin d'obtenir certaines caractéristiques spécifiques. Comme résultat particulier, l’influence de la force appliquée sur la courbe de temps de retard

montre typiquement deux comportements au sein de la largeur de bande de réflexion: une variation linéaire pour les grandes longueurs d'onde et une variation quadratique pour les longueurs d'onde courtes. Par conséquent, les dispositifs optiques basés sur ce type de réseau de Bragg à chirp non linéaire peuvent être utilisés comme un dispositif de compensation dans les systèmes de communication optique à haute vitesse qui nécessitent à être compensée la dispersion et la pente de dispersion dans le même temps. Donc, nous espérons que nos résultats peuvent contribuer à fournir des solutions pour annuler ou au moins atténuer l'effet de la pente de dispersion dans nos réseaux de prochaine génération.

Fondamentalement, nos perspectives de recherches de futur incluent l'extension de l'étude théorique sur l'impact de la non-linéarité d'ordre élevé telle que la non-linéarité cubique et septique sur les spectres de réflexion et le temps de retard des réseaux de Bragg fortement non linéaires. Dans ce contexte, il est intéressant de noter qu'une récente expérience a été rapportée dans des matériaux tels que le de verre de chalcogénure, qui présente non seulement de troisième et de cinquième ordre non linéaire, mais même de septième ordre non linéaire [14].

Références

[1] D. M. Etter, Engineering problem solving with MATLAB, Prentice Hall, (1993).

[2] V. Loan and F. Charles, Introduction to scientific computing: a matrix-vector approach using MATLAB, Prentice Hall, (1999).

[3] J. L. Archambault, L. Reekie and P. J. Russel, High reflectivity and narrow bandwidth fibre gratings' written by single excimer pulse, Electronics Letters. 29, (1993) 28-29.

[4] T. Erdogan, Fibre grating spectra, Journal of Lightwave Technology.15, (1997) 1277-1294.

[5] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, On the synthesis of fiber Bragg grating by layer peeling, IEEE J. Quantum Electron. 37, (2001) 165-173.

[6] José Azaña, Chinhua Wang and Lawrence R. Chen, Spectral self-imaging phenomena in sampled Bragg gratings, Journal of Optical Society of America. 22, (2005) 1829-1841.

[7] Z. Wei, H. Li, W. Zheng, Y. Zhang, Fabrication of tunable nonlinearly chirped fiber gratings using fiber Bragg grating, Opt. Commun. 187 (2001)369–371.

[8] G.-D. Wang, B.-B. Xie, Improving the performance of chirped fiber grating with cladding being etched as sinusoidal function, Optik 122 (2011)557–559.

[9] N. Sangeethal, R. Garg, S. Purwar, A. Singh, Performance analysis of FBG DEMUX based WDM system by varying chirp function and data rates atdifferent electrical filters, IJARCCE3 (2014) 5869–5872.

[10] F. Yang, K. Zheng, Z. Tan, S. Jian, Study on the optimum apodization function for nonlinearly chirped FBGs, Opt. Fibers Passiv. Compon. 5279 (2004)391–398.

[11] T.A. Birks, Y.W. Li, The shape of fiber tapers, IEEE J. Lightwave Technol. 10 (1992) 432–438.

[12] L. Quetel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J.Y. Guilloux, J.F. Bayon, Chromatic dispersion compensation by apodised Bragg gratingswithin controlled tapered fibers, Opt. Fiber Technol. 3 (1997) 267–271.

[13] J. Zhang, P. Shum, X.P. Cheng, N.Q. Ngo, S.Y. Li, Analysis of linearly tapered fiber Bragg grating for dispersion slope compensation, IEEE Photon.Technol. Lett. 15 (2003) 1389–1391.

[14] Y.F. Chen, K. Beckwitt, F. Wise, B.G. Aitken, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, Measurement of fifth- and seventh-order nonlinearities of glasses, J. Opt. Soc.Am. B 23 (2006) 347–352.

Transport de l’information dans un régime femtoseconde

VI.1. Introduction

Pour augmenter le débit de l'utilisateur, c'est à dire produire des impulsions optiques ultracourtes de durée de quelques femtoseconde, il faut augmenter l'intensité du champ incident, et dans ce cas les effets non Kerr non-linéaires deviennent de plus en plus importants et par conséquent la fibre devient fortement NL. Dans notre cas d'étude, on s'est intéressé à l'étude de la propagation des solitons dans ce type de fibre. Un soliton est une onde localisée se propageant sans déformation dans un milieu non linéaire et dispersif. En particulier, l'étude de la propagation du soliton dans les fibres optiques a récemment fait l'objet de nombreux travaux de recherche car les impulsions solitons sont utilisées comme supports d'information ("bits" élémentaires) pour transmettre des signaux numériques sur de longues distances [1]-[8]. En 1973 Hisegawa et Tappert démontrèrent, grâce à des simulations numériques, que l'effet de l'automodulation de phase pouvait compenser parfaitement une dispersion chromatique anormale donnant naissance à des soliton optique temporels [6]. Après cette démonstration, plusieurs groupes de recherche ont théoriquement et expérimentalement étudié le mécanisme qui permet ce régime de propagation, avec l'introduction de nouveaux concepts théoriques. L'étude de la dynamique de propagation de soliton dans une fibre monomode est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire (ESN), cette équation est complètement intégrable par la transformée de diffusion inverse (TDI) [2]. Pour modéliser la dynamique des impulsions femtoseconde dans la fibre, on doit utiliser l'équation (ESN) avec des termes non linéaires d'ordre supérieur [9], qui peuvent améliorer les performances des systèmes de transmission optique.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps les solitons optiques et leurs applications potentielles. En particulier, nous définirons les solitons optiques, leurs conditions d'obtention et la possibilité de les utiliser pour atteindre notre objectif dans le domaine des télécommunications optiques. Ensuite, nous allons considérer la famille de l'équation de Schrödinger non linéaire d'ordre supérieur avec des termes de dispersions impairs et pairs d'ordre supérieur. Pour résoudre ce modèle, nous adoptons une fonction d'amplitude complexe composée du produit d'ondes solitaires brillantes et sombres. Ainsi des solutions spéciales sous forme de soliton dipôle sont obtenues sous certaines conditions paramétriques. Les résultats numériques et des discussions correspondantes sont également présentés.

VI.2. Soliton: un outil pour les télécommunications

Dans une fibre optique, l'information est transportée par des ondes lumineuses qui s'élargissent donc naturellement au cours de leur propagation et sont sensibles aux imperfections de la fibre. Plus robustes que des impulsions classiques, les solitons se propagent idéalement sans se disperser, ni changer de fréquence. Leur mise en œuvre dans les communications optimise l'utilisation des fibres optiques puisqu'ils permettent de véhiculer une quantité d'information beaucoup plus grande, sur de très longues distances, et en réduisant les imperfections lors de la transmission.

La recherche s'est orientée pour développer l'utilisation des solitons dans les réseaux à fibres [10]-[13]. En 1990, A.Hasegawa et son équipe transmet des solitons sur plus de 14 000 km dans les fibres optiques en utilisant des amplificateurs à erbium [14], après Thierry Georges et son équipe en 1998 combinent des solitons de longueurs d'ondes différentes (multiplexage en longueur d'onde) pour réaliser une transmission à un débit supérieur à 1 térabit par seconde [15], la capacité de transport l'informations d'un système à solitons est donc beaucoup plus grande à comparer avec les quelques gigabits par seconde des systèmes classiques actuels. Les capacités des transmissions linéaires à fibres se sont très clairement améliorées avec le développement sur les solitons temporels. En 2003, les solitons trouvent une application pratique avec le premier équipement de télécommunications transportant du trafic réel sur un réseau commercial, la société Marconi a installé un système tout-optique utilisant des solitons, reliant Perth sur la côte ouest australienne, à Adélaïde sur la côte est, soit une connexion de 2900 km [16].

VI.2.1. Le soliton comme bit d'information

Lors de sa propagation, une impulsion lumineuse correspondante aux bits d'information d'une transmission télécom par fibre se déforme temporellement et spectralement à cause de la dispersion chromatique et de l'effet Kerr limitant ainsi les débits utilisables. Si ces impulsions sont des solitons, elles sont donc des paquets d'ondes se propageant sans déformation ni modification de vitesse au cours de la propagation ce qui permet d'améliorer la qualité de la transmission et fournir un débit très élever.

VI.2.2. Principe du soliton temporel

Un soliton temporel est une impulsion optique qui ne subit pas de variation temporelle durant sa propagation. Le principe des impulsions solitons temporels repose sur un délicat équilibre entre la dispersion chromatique, issue de la variation de l'indice de réfraction avec la

fréquence, et au changement dynamique de l'indice de réfraction par la puissance du signal transmis (effet Kerr). Dans un milieu présentant l'effet Kerr optique, l'indice de réfraction du milieu *n*, ou la vitesse de phase *v* du milieu (car *v* = *c*/*n* où *c* la vitesse dans le vide), dépend de l'intensité lumineuse *I* :

$$n(I) = n_0 \pm n_2 I \tag{VI. 1}$$

avec n_0 est l'indice de réfraction linéaire habituel. Le coefficient n_2 est une constante caractéristique du matériau liée au tenseur de susceptibilité électrique; à titre d'exemple, pour la silice fondue et au voisinage de la longueur d'onde ¸λ = 1550 nm, l'indice non linéaire varie suivant les mesures entre 2,2 et 3,4 10^{-20} m^2=W. Suivant le milieu, l'indice peut être augmenté ($+n_2I$) ou réduit ($-n_2I$). Dans la silice, cet effet est relativement faible et augmente l'indice (ou réduit la vitesse). Il en résulte donc un effet de modulation de phase par l'intensité lumineuse du faisceau. Pour la fréquence *ω* qui se propage, après un parcours de longueur *L*, le déphasage vaut [15]:

$$\Phi = \Phi_L + \Phi_{NL} = (n_0 \pm n_2 I)\, \omega L/c \tag{VI. 2}$$

Cet effet crée un retard de phase dépend du profil d'intensité qui est maximal à la crête de l'impulsion. Cette variation temporelle de la phase à l'intérieur de l'impulsion induit une variation de fréquence instantanée (définie comme l'opposée de la dérivée temporelle de la phase, voir Fig. VI.1). L'avant de l'impulsion les fréquences être réduites par contre elles sont augmentées à la fin d'impulsion.

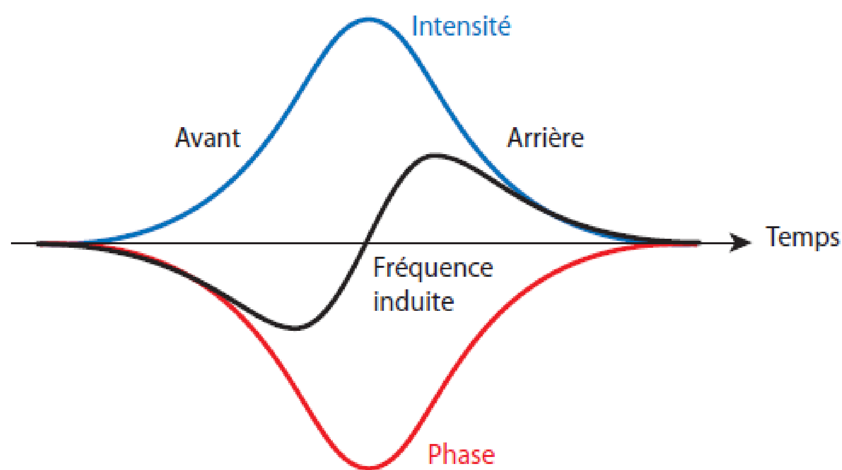


Figure VI.1. Profils d'intensité, de phase et de fréquence dans une fibre optique induits par la non-linéarité Kerr.

A ce stade du raisonnement, l'effet non-linéaire seul est donc un effet parasite, d'autant plus gênant que la puissance et les distances de transmission sont grandes.

Toutefois, la dispersion chromatique de la silice est anormale aux longueurs d'onde des télecoms. Ce qui signifie que les courtes longueurs d'onde se propagent plus vite que les longues, élargissant du même coût l'impulsion en sortie de fibre. Cependant, la dispersion peut être compensée par l'automodulation de phase. En effet, d'une part, à cause de l'effet Kerr les grandes longueurs d'onde se retrouvent à l'avant de l'impulsion, mais elles se propagent plus lentement à cause de la dispersion, tandis que les courtes longueurs d'onde sont reléguées à l'arrière par l'effet Kerr, mais accélérées par la dispersion [17]. Nous voyons donc que la dispersion chromatique et l'effet Kerr sont deux effets antagonistes qui, si l'intensité de l'impulsion (ainsi que sa forme) est ajustée de manière à compenser exactement l'élargissement naturel, permettra une propagation de l'impulsion de type soliton.

VI.3. Propagation d'un soliton dans une fibre optique

VI.3.1. Equation de propagation dans une fibre

Nous avons vu au premier chapitre sous l'influence des effets linéaires et non linéaires la propagation des ondes dans une fibre optique, se décrit par l'équation non linéaire de Schrödinger (ESNL) [18]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial z}-\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2}+\gamma|\psi|^2\psi=0 \qquad \text{(VI.3)}$$

Où z est la distance de propagation et τ est la variable de temps locale réduite avec $\tau = t - z/v_g$. β_2 et γ représentent respectivement le paramètre dispersif et le coefficient non linéaire $(\gamma > 0)$ pour la fibre optique. Généralement, pour λ = 1,55 nm, β_2 est approximativement égal à -20 ps^2/km et $\gamma \approx 2\sim 30 w^{-1}km^{-1}$ dans la silice (n_2 = 3,2 x10^{-16} cm^2/w). ψ est l'enveloppe lentement variable du champ électromagnétique d'intensité $I = |\psi|^2$.

Cette équation est extrêmement riche et permet d'expliquer à elle-seule de nombreux phénomènes apparaissant dans les fibres comme les conséquences de la dispersion, l'auto-modulation de phase, le "wave breaking optic" [19,20], l'instabilité modulationnelle [21, 2]. Elle constitue également l'outil de référence pour l'analyse de la propagation d'une impulsion lumineuse, que ce soit dans le domaine académique ou bien dans le domaine industriel où la manipulation de l'ESNL a permis l'élaboration théorique des réseaux de communications par fibres optiques à très hautes performances.

La formulation de couplage amplitude-phase permet d'écrire la solution $\psi(z,\tau)$ à (VI.3) sous forme suivante [18]:

$$\psi(\tau, z) = P(\tau, z)e^{ie^{i\Phi(\tau,z)}} \qquad (VI.4)$$

où $P(\tau, z)$ et $\Phi(\tau, z)$ représentent respectivement l'amplitude et la phase de l'enveloppe qui sont des paramètres réelles. Substituant (VI.4) dans (VI.3) et séparant les parties et réelles imaginaires et en levant le terme exponentiel, nous obtenons [22] :

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial\tau^2} + 2W_r(\tau, z)\frac{\partial\Phi}{\partial\tau} = \frac{2}{\beta_2}W_z(\tau, z) \qquad (VI.5)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2}\left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial\tau}\right)^2 - \frac{1}{P}\frac{\partial^2 P}{\partial\tau^2}\right] + \gamma P^2 \qquad (VI.6)$$

Avec

$$W_z(\tau, z) = \frac{\partial}{\partial z}[\ln P(\tau, z)]$$

$$W_\tau(\tau, z) = \frac{\partial}{\partial\tau}[\ln P(\tau, z)] \qquad (VI.7)$$

Il est clair que la résolution des équations non linéaires couplées (VI.5) dans (VI.6) est équivalente à résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire (VI.3).

VI.3.2. Impulsions solitoniques

Le soliton est la manifestation d'un équilibre parfait au sein de la fibre optique entre la non linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2. Théoriquement, la dynamique de la propagation non linéaire des solitons temporels est gouvernée par l'équation de Schrödinger non linéaire (VI.3). Pour résoudre les équations couplées (VI.5) dans (VI.6), on suppose que la fonction d'amplitude P est invariable avec z ce qui permet d'écrire :

$$P(\tau, z) = p(\tau) \qquad (VI.8)$$

$$\Phi(\tau, z) = \phi(\tau, z) \qquad (VI.9)$$

La fonction d'amplitude $p(\tau)$ doit satisfaire ce qu'on appellera l'équation caractéristique pour un soliton fondamental :

$$\frac{d^2p}{d\tau^2} - \frac{2\gamma}{\beta_2}p^3 + \frac{2k}{\beta_2}p - \frac{\chi^2}{p^3} = 0 \qquad (VI.10)$$

Cette dernière est une équation différentielle ordinaire non linéaire qui peut être résolue exactement par la méthode intégrale d'énergie [22].

$$\tau - \tau_0 = \int \frac{dp}{\sqrt{\frac{\gamma}{\beta_2}p^4 - \frac{2k}{\beta_2}p^2 - \frac{\chi^2}{p^2} + K}} \qquad \text{(VI. 11)}$$

où K et τ_0 sont des constantes d'intégration. Il existe de nombreuses combinaisons de ces constantes. Chaqu'une de ces combinaisons correspond à une solution de l'équation (VI. 10). Certaines solutions sont physiquement significatives, tandis que d'autres sont simplement des solutions mathématiques. Dans ce qui suit, nous prenons le cas ou $\chi = 0$ et la fonction de phase $\phi(\tau, z)$ est indépendante du temps τ. Cela signifie qu'il n'y aura pas d'élargissement spectral de l'impulsion due à la modulation auto-phase (SPM). Dans ce cas, $\phi(\tau, z) = kz + \phi_0$ avec $\delta\omega(\tau) = \frac{\partial\phi}{\partial\tau} = 0$. Ainsi, aucun élargissement spectral ne se produira. L'équation (VI.11) devient une intégrale elliptique avec une constante arbitraire *K* :

$$\tau - \tau_0 = \int \frac{dp}{\sqrt{\frac{\gamma}{\beta_2}p^4 - \frac{2k}{\beta_2}p^2 + K}} \qquad \text{(VI. 12)}$$

Les solutions analytiques explicites ne peuvent être obtenues que pour quelques cas spécifiques. Dans les sections suivantes, la valeur de *K* sera choisie afin que la solution soit physiquement significative. Les solutions dépendent du signe de la dispersion.

VI.3.2.1. Cas de la dispersion anormale

Lorsqu'un champ se propage dans une fibre proposant un régime de dispersion anormale $\beta_2 < 0$, Les effets de dispersion chromatique d'ordre 2 peuvent sous certaines conditions compenser les effets non-linéaires liée à l'effet Kerr de manière à ce que l'impulsion se propage sans déformation dans la fibre [23]. En considérant l'ESNL standard, ces conditions sont réunies lorsque le chirp induit par l'auto-modulation de phase (SPM), est en tout point compensé par le chirp induit linéairement par la dispersion de la vitesse de groupe. Dans ce cas, nous choisissons la constante d'intégration K = 0 dans l'équation (VI.11) et la solution exacte de l'équation ESNL prend la forme d'une fonction sécante hyperbolique qu'on appellera soliton brillant [24]:

$$\psi(\tau, z) = \sqrt{\frac{2k}{\gamma}}\, sech\left[\sqrt{-\frac{2k}{\beta_2}}(\tau - \tau_0)\right] e^{i(kz+\phi_0)} \qquad \text{(VI. 13)}$$

où k est la constante de propagation de phase exprimée par la relation $k=\gamma P_0/2$ avec P_0 étant la puissance d'entrée de soliton.

Notons que le soliton brillant fondamental est très attractif pour la transmission de l'information dans les systèmes de communication optique. Il peut exister dans une fibre optique pour des niveaux de puissance très faibles disponibles avec des diodes lasers. La figure VI.2 montre l'évolution d'un soliton brillant dans une fibre de dispersion β_2 =-20 ps^2/km et de non linéarité $\gamma = 20W^{-1}/km$ à la longueur d'onde λ=1.55μ*m* et pour une puissance crête P_0= 1*mW*. On voit que la largeur à mi-hauteur 10 ps est identique avant et après la propagation dans 15 km de fibre. Le soliton ainsi formé est capable de voyager au sein de la fibre optique sans aucune déformation [25]. Il est à noter le caractère invariant de l'intensité au cours de la propagation et la grande stabilité de l'impulsion solitonique en particulier sa largeur temporelle, lors de la propagation permet à cette impulsion d'être un candidat idéale pour les transmissions trans-océaniques à très haut débit.

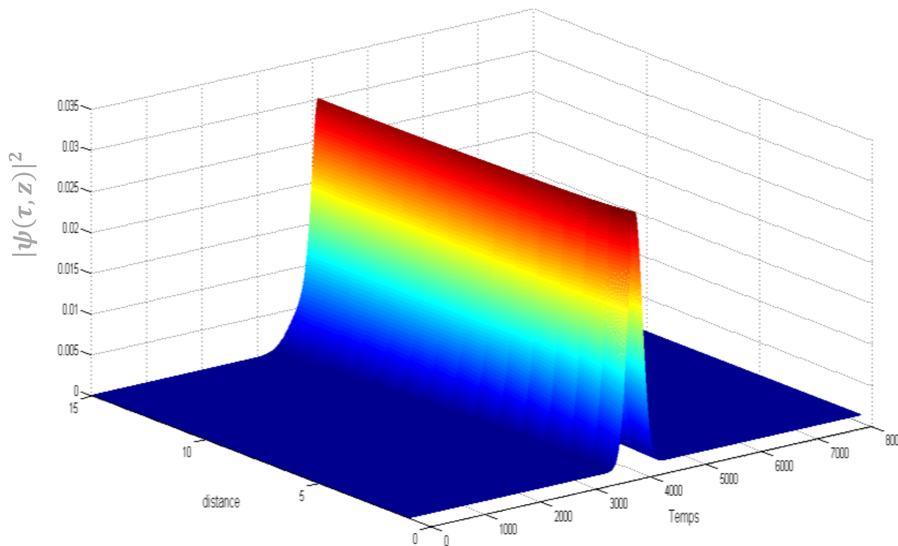


Figure VI.2. Evolution d'un soliton brillant avec : γ = 20W^{-1}/km, P_0 = 1mW et β_2 =-20ps^2/km

VI.3.2.2. Cas de la dispersion normale

La solution "soliton brillant", exprimée par la formule (VI.13), n'est pas la seule solution de l'ESNL (VI.3), d'autres solutions existent, elles dépendent des propriétés dispersives et non linéaires de la fibre. A titre d'exemple, "le soliton sombre" est obtenu dans le cas où le régime de dispersion est normal ($\beta_2 > 0$), la compensation entre effets linéaires et

non linéaires requiert un chirp non-linéaire qui soit cette fois-ci de pente globalement négative. Le profil d'intensité de cette solution représente un "trou" sur un fond continu qui peut se propager sans modification. On appellera ainsi les solitons dans le domaine normal, solitons gris, par opposition aux solitons brillants observés dans le domaine de dispersion anormale. L'impulsion peut se propager sans déformation de son profil, dans cette cas la solution exacte de l'équation ESNL peut être décrit par l'expression [23] :

$$\psi(\tau, z) = \sqrt{\frac{k}{\gamma}} tanh\left[\sqrt{\frac{k}{\beta_2}}(\tau - \tau_0)\right] e^{i(kz+\phi_0)} \qquad (\text{VI. } 14)$$

Où la constante d'intégration K dans l'équation (VI. 12) est choisie de sorte que $K = \frac{k^2}{\beta_2 \gamma}$ avec $k = \gamma P_0$

La figure VI.3 montre le profil d'intensité de ce soliton sombre pour les paramètres de simulations suivantes la dispersion β_2 =20 ps^2/km, à la longueur d'onde λ=1.06 μm, avec γ =20W^{-1}/km et pour la puissance crête à l'entrée P_0= 1mW.

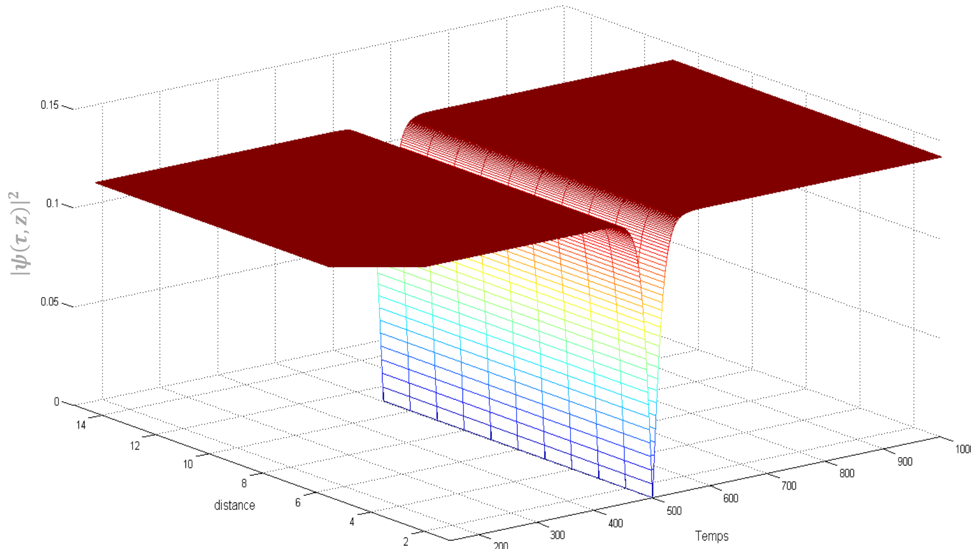


Figure VI.3. Evolution de la solution Soliton sombre avec : γ = 20W^{-1}/km, P_0 = 1mW et β_2 =20 ps^2/km

Les solitons sombres se propagent sans modification de leur profil d'intensité, propriété vérifiée pour la première fois expérimentalement par Weiner et al. [26]. Cette capacité peut, au même titre que les solitons brillants, s'avérer intéressante dans le domaine des télécommunications et des expériences de laboratoire ont déjà montré la propagation de

solitons gris sur des distances de plusieurs kilomètres [27]. Pour compenser l'effet des pertes qui tend à élargir leur durée temporelle [28], les solitons sombres peuvent être amplifiés [29-31] ou bien être utilisés dans des systèmes à dispersion variable [32].

VI.3.2.3. Interaction entre solitons adjacents

L'intervalle de temps entre deux bits ou impulsions voisins détermine le débit d'un système de communication. Cependant, la présence des impulsions dans les bits voisins perturbe chaque soliton simplement parce que le champ optique combiné ne sera pas une solution de l'ESNL. Il est donc important de déterminer à quel point deux solitons peuvent se rapprocher sans s'influencer mutuellement. L'interaction entre deux solitons a été étudiée analytiquement et numériquement [33].

Pour étudier les systèmes à plusieurs impulsions, nous commençons par l'ESNL pour le cas de deux solitons voisins. Il est possible que la dynamique de la paire de soliton est entièrement due aux forces d'interaction qui dépendent exponentiellement de leur séparation et sinusoïdalement de leur phase relative. Le cas où l'interaction est entre deux solitons temporels lumineux, l'amplitude de la paire de soliton à l'entrée de fibre peut être écrite sous la forme normale suivante [33]:

$$u(0,\tau) = \mathrm{sech}(\tau - q_0) + \rho sech[\rho(\tau + q)]\exp(i\theta) \qquad (\mathrm{VI}.15)$$

où ρ est l'amplitude relative, θ est la phase relative et la séparation initiale q_0 est liée au débit binaire par [33]:

$$B = \frac{1}{2q_0T_0} \qquad (\mathrm{VI}.16)$$

Donc l'interaction des solitons peuvent être étudiée numériquement par l'équation de Schrödinger non linéaire. On remarque clairement que l'interaction de soliton fortement dépend de tous les deux paramètres de l'amplitude et de la phase relative. L'augmentation de l'espacement entre les solitons est nécessaire pour éviter l'interaction de soliton, qui limite le débit binaire des systèmes de communication à base des solitons. L'espacement peut être réduit jusqu'à un facteur important en employant des amplitudes inégales pour les solitons voisins. La figure VI.4 montre l'évolution d'une paire soliton avec une séparation initiale q_0=3,5 pour plusieurs valeurs des paramètres r et θ. Dans le cas des solitons à un amplitude égale (r = 1), les deux solitons s'attirent dans le cas en phase (θ = 0) et se heurtent périodiquement le long de la longueur de la fibre, tout comme prédit la théorie des perturbations. Pour θ = π / 4, les solitons se séparent l'un de l'autre après un stade d'attraction initiale.

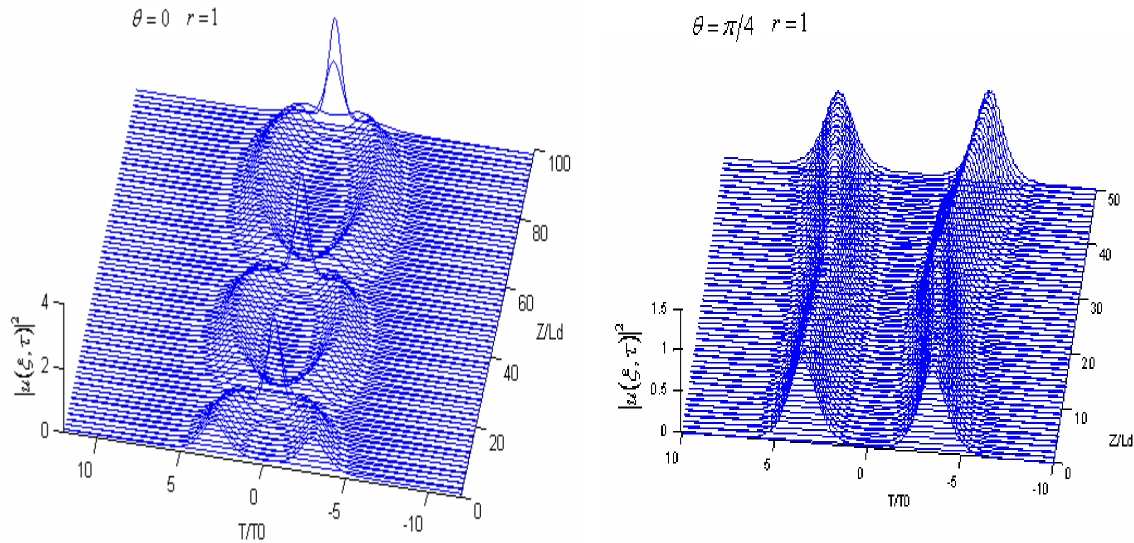


Figure VI.4. Evolution d'une paire de soliton montrant les effets de l'interaction entre les solitons adjacents pour deux cas différentes de la phase relatives $(\theta = 0;\ \pi/4)$.

IV.4. Equation de Schrödinger non linéaire d'ordre élevé

La propagation des impulsions optiques en régime picoseconde dans les fibres optiques monomode est gouvernée par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) [34]. Cette équation conduit la situation générale de la propagation dispersive d'une enveloppe d'impulsion avec une fréquence élevée dans un milieu faiblement non linéaire. La formation de ces impulsions qui sont caractérisées par un aspect préservant la forme est due à un équilibre délicat entre la dispersion et les phénomènes de non-linéarité. Elle admet la propagation d'impulsion type soliton brillant et noir dans des régimes anormaux et normaux de dispersion, respectivement [35,36]. Cependant, l'augmentation de la puissance du champ appliqué va produire des impulsions ultracourtes (en régime femtoseconde), les effets non Kerr non-linéaire deviennent importants et la dynamique des impulsions devrait être décrite par la famille de ESNL des équations extensives aux termes non-linéaires d'ordre supérieur [37]. Par exemple, si doivent être injectées des impulsions courtes à pulsations lumineuses (à près de 50 fs), gouvernées par l'équation de ESNL qui doit inclure la dispersion du troisième ordre (TOD) devient importante [38]. En outre, lorsque les impulsions deviennent extrêmement courtes (inférieures à 10 fs) la dispersion de quatrième ordre (FOD) doit être également prise en compte [39]. Cependant, l'augmentation de l'intensité du champ incident qui produit des impulsions optiques ultracourtes, mène à l'obligation d'incorporer des termes non-linèaires cubique et quintiques qui devient de plus en plus important [40]. La dynamique

des impulsions devrait être décrite par la famille de l'équation ESNL d'ordre supérieur comprenant dans ce cas, le quatrième ordre de la dispersion et l'effet des termes non-linéaires cubique et quintique.

Récemment, la propagation des solitons multi-pôles dans les milieux non linéaires fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [41]-[48]. Ces objets sont composés de plusieurs solitons fondamentaux avec des phases alternées [41], et se produisent dans de nombreux matériaux tels que les milieux non linéaires non locaux [41]-[45] et les cristaux photoniques [46]. Expérimentalement, des solitons multi-pôles bidimensionnels stationnaires ont été observés dans les milieux non-linéarité thermique [47]. Récemment, il a été montré numériquement que les solitons en mode multi-pôles peuvent être créés à l'interface formée entre deux réseaux distincts dans les milieux non linéaires quadratiques [48].

Il est intéressant de trouver une solution (ansatz) appropriée capable de décrire avec précision les différentes formes de structures localisées qui peuvent se propager dans les milieux non linéaires. Récemment, Li et al. [49] ont introduit un nouveau ansatz pour résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire d'ordre supérieur contenant l'effet de dispersion de troisième ordre, l'auto-raidissement, et l'effet Raman. Dans cette solution, l'amplitude complexe est donnée sous la forme d'une superposition de deux amplitudes des ondes solitaires brillante et noire avec une asymptote temporelle non nulle au voisinage de l'infini. Par la suite, de nombreux types d'équations de SNL [50] -[54] ont été résolus en adoptant la solution de l'amplitude complexe combinée proposé par Li et al. [49]. Notons que cette solution a été également utilisée pour déterminer les solutions d'ondes solitaires pour un modèle décrivant l'interaction entre l'onde fondamentale et la seconde harmonique dans un milieu présentant les susceptibilités non linéarités $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ [55].

Plus récemment, Choudhuri et Porsezian [56] ont proposé une autre solution composée du produit de deux ondes solitaires brillantes et sombres, afin de trouver un nouveau type de soliton appelé ″soliton dipôle″ (ou DITB pour Dark-in-the-Bright solitary wave) pour l'équation SNL d'ordre élevé en présence des effets non linéaires quintiques. Ce type de soliton présente deux bosses symétriques qui forment deux dipôles dont l'intensité lumineuse au milieu du soliton est nul. Ces deux bosses du soliton DITB forment deux dipôles. Il ont vu que la technique de gestion de la dispersion est nécessaire pour maintenir la forme de la pulsation DITB ou DS dans l'optique photonique. Ceci est analogue au contrôle de la dispersion des paquets d'ondes en utilisant un potentiel périodique (réseau optique) dans le

contexte de condensat de Bose-Einstein [57]. Il est montré que la forme de l'impulsion reste inchangée jusqu'à 20 longueurs normalisées même sous une légère perturbation des conditions paramétriques. Il est à noter que les solutions de type soliton dipôle ont été également déterminées dans le contexte de l'équation SNL d'ordre supérieur avec les termes non linéaires cubic-quintic-septic [58], et le modèle SNL décrivant la propagation des impulsions optiques dans les métamatériaux avec la non-linéarité Kerr [59].

De plus, la technique d'onde solitaire combinée incorporant les deux solutions proposées par Li et al. [49] et Choudhuri et Porsezian [56]) a été récemment introduite par Triki et al. [60]. Avec cette forme d'onde solitaire généralisée, une variété de solutions d'ondes solitaires multipoles y compris le dipôle, tripôle et solitons de cinquième ordre ainsi que d'autres formes d'ondes solitaires prenant les formes de N et W ont été présentées dans le cadre de l'équation SNL d'ordre supérieur avec des termes non-Kerr quintiques. De tels solitons illustrent l'existence d'une dynamique riche des impulsions optiques dans des milieux hautement non linéaires.

IV.4.1. Modèle d'équations

L'équation de SNL étendue avec des termes de dispersion de troisième et quatrième ordre [61] constitue une généralisation récente de l'équation de SNL cubique contenant des termes d'ordre supérieur qui sont importants pour les applications dans les systèmes à fibre optique [62, 63], la chaîne de spin Heisenberg [64] et pour les ondes d'eau [65, 66]. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$i\psi_x + \frac{1}{2}\psi|\psi|^2 + \gamma\left(\psi_{tttt} + 6r_1{\psi_t}^2\psi^* + 4r_2\psi|\psi_t|^2 + 8r_3\psi_{tt}|\psi|^2 + 2r_4\psi_{tt}^*\psi^2 + 6r_5\psi|\psi|^4\right)$$
$$- i\alpha_3(\psi_{ttt} + 6r_6|\psi|^2\psi_t + 6r_7\psi^2\psi_t^*) = 0 \qquad \text{(VI. 17)}$$

avec $\psi(x,t)$ représente l'enveloppe complexe de l'onde, x est la variable de propagation et t est la variable transversale (le temps dans contexte de la fibre optique). De plus, les sept paramètres r_j , (j = 1; … ; 7) sont des paramètres réels arbitraires, tandis que α_3 et γ sont les paramètres qui contrôlent la dispersion de troisième et quatrième ordre, respectivement. Ce modèle contient de nombreux cas particuliers intégrables tels que l'équation de SNL cubique $(\gamma = \alpha_3 = 0)$ [67], l'équation de Hirota $(\gamma = 0,\ \alpha_6 = 1, et\ r_7 = 0)$ [68, 69], l'équation de Sasa-Satsuma $(\gamma = 0,\ \alpha_6 = 3/2\ , et\ r_7 = 1/2)$ [70], l'équation Lakshmanan-Porsezian-Daniel (LPD) $(\ \alpha_3 = 0, et\ r_j = 1\ pour\ j = 1, \dots, 5)$ [64]. L'existence des solutions de type N-solitons de cette équation a été récemment démontrée dans la référence [71]. Pour le cas

spécial où $r_j = 1\ (pour\ j = 1, \dots, 6)\ et\ r_7 = 0$ qui est une combinaison d'équations de Hirota et LPD, Ankiewicz et Akhmediev [72] ont trouvé des solutions de type deux et trois solitons en appliquant la transformation de Darboux.

Dans notre travail, nous nous intéressons à l'étude de la propagation des solitons dipôles dans un milieu non-Kerr non-linéaire gouverné par l'équation de SNL étendue (VI. 17). En adoptant la méthode d'amplitude complexe proposée par Choudhuri et Porsezian [56], nous dérivons les solutions solitoniques de type dipôle de ce modèle dans certaines conditions paramétriques. Les propriétés des solutions et les conditions pour leur existence dans le milieu matériel sont également étudiées.

VI.4.2. Solution du soliton dipôle

Nous commençons l'analyse en écrivant la solution de l'amplitude complexe de l'équation (VI. 17) sous la forme suivante [49, 56]:

$$\psi(x,t) = A(x,t)e^{i\phi_L(x,t)} \qquad \text{(VI. 18)}$$

où $A(x,t)$ est la fonction d'enveloppe complexe et $\phi_L(x,t) = kx - \Omega t$, est le shift linéaire de la phase. Ici, k est le nombre d'onde alors que Ω représente le paramètre de décalage de fréquence. En remplaçant l'équation (VI.18) dans l'équation (VI.17) et en supprimant le terme exponentiel, nous remanions cette équation sous la forme suivante :

$$iA_x + ia_1A_t + a_2A_{tt} + a_3|A|^2A - ia_4|A|^2A_t - ia_5A^2A_t^* - a_6A + a_7|A|^4A - ia_8A_{ttt} + \gamma A_{tttt} + a_9A_t^2A^* + a_{10}|A_t|^2A + a_{11}|A|^2A_{tt} + a_{12}A^2A_{tt}^* = 0 \qquad \text{(VI. 19)}$$

Avec

$$a_1 = -\Omega + 3\alpha_3\Omega^2 + 4\gamma\Omega^3,$$

$$a_1 = \frac{1}{2} - 3\alpha_3\Omega - 6\gamma\Omega^2,$$

$$a_3 = 1 - 6\gamma r_1\Omega^2 + 4\gamma r_2\Omega^2 - 8\gamma r_3\Omega^2 - 2\gamma r_4\Omega^2 + 6\alpha_3\Omega(r_7 - r_6),$$

$$a_4 = 12\gamma r_1\Omega - 4\gamma r_2\Omega + 16\gamma r_3\Omega + 6\alpha_3 r_6,$$

$$a_5 = -4\gamma r_4\Omega + 6\alpha_3 r_7 + 4\gamma r_2\Omega,$$

$$a_6 = \frac{1}{2}\Omega^2 - \alpha_3\Omega^3 - \gamma\Omega^4 + k,$$

$$a_7 = 6\gamma r_1,$$

$$a_8 = \alpha_3 + 4\gamma\Omega$$

$$a_9 = 6\gamma r_1,$$

$$a_{10} = 4\gamma r_2,$$

$$a_{11} = 8\gamma r_3,$$

$$a_{12} = 2\gamma r_4. \qquad \text{(VI. 20)}$$

Pour résoudre l'équation (VI. 19), nous prenons la fonction d'enveloppe complexe sous la forme suivante [56]:

$$A(x,t) = i\beta + \lambda\, sech[\eta(t-\chi x)]tanh[\zeta(t-\chi x)] \qquad \text{(VI. 21)}$$

Notons que χ est le décalage de l'inverse de vitesse de groupe, et les paramètres η et ζ sont la largeur d'impulsion.

Dans la limite $\beta = \eta = 0$, la fonction d'amplitude $A(x,t)$ dans l'équation (VI.21) se transforme en une solution de type soliton de sombre. Cependant, dans le cas général où les paramètres β, λ, η et ζ sont des valeurs non nulles, la solution (VI.21) décrit les caractéristiques du soliton dipôle. Notons que les paramètres η, ζ, χ, k et Ω sont des valeurs réelles mais β et λ peuvent être des nombres réels ou complexes en fonction des paramètres de l'équation.

Ainsi l'amplitude peut être écrite comme suit [56] :

$$|A(x,t)| = \left\{\beta^2 + \left[\lambda\, sech[\eta(t-\chi x)]tanh[\zeta(t-\chi x)]\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}}, \qquad \text{(VI. 22)}$$

Nous pouvons également déterminer la fonction de déphasage non linéaire correspondante (Shift phase) $\phi_{NL}(x,t)$ est sous la forme [56]:

$$\phi_{NL}(x,t) = arctan\left(\frac{\beta}{\lambda\, sech[\eta(t-\chi x)]tanh[\zeta(t-\chi x)]}\right). \qquad \text{(VI. 23)}$$

Pour faciliter l'utilisation de la solution (VI.21), nous prenons le cas $\eta = \zeta$. Soulignons que pour le cas $\eta \neq \zeta$ permet aussi de trouver une solution dipôle avec seulement une modification de la largeur d'impulsion et de la hauteur du profil de l'onde solitaire [56].
Substituant l'équation (VI.21) dans l'équation (VI.19). Étendant les termes de $tanh$ aux termes de $sech$, pour que les coefficients aux termes indépendants contenants des combinaisons indépendantes de ces fonctions hyperboliques égales à zéro, après la séparation entre les parties réelles et imaginaires, nous obtenons les 15 équations paramétriques suivantes:

$$\beta[a_3\beta^2 - a_6 + a_7\beta^4] = 0, \qquad \text{(VI.24)}$$

$$\lambda\eta[\chi - a_1 + (a_4 - a_5)\beta^2 + a_8\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.25)}$$

$$\beta\lambda^2[a_3 + 2a_7\beta^2 - (a_9 - a_{10})\eta^2 + 2a_{12}\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.26)}$$

$$\lambda\eta[2a_1 - 2\chi - 2(a_4 - a_5)\beta^2 + (a_4 + a_5)\lambda^2 - 20a_8\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.27)}$$

$$\beta\lambda^2[a_3 + a_7(2\beta^2 - \lambda^2) - 4(a_9 - a_{10})\eta^2 + 14a_{12}\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.28)}$$

$$3\eta\lambda^3[a_4 + a_5 - 8a_8] = 0, \qquad \text{(VI.29)}$$

$$2\beta\lambda^2[a_7\lambda^2 + 2(a_9 - a_{10})\eta^2 - 6a_{12}\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.30)}$$

$$2\eta\lambda^3[a_4 + a_5] = 0, \qquad \text{(VI.31)}$$

$$a_7\beta\lambda^4 = 0, \qquad \text{(VI.32)}$$

$$\lambda[a_2\eta^2 + a_3\beta^2 - a_6 + a_7\beta^4 + \gamma\eta^4 + (a_{11} - a_{12})\beta^2\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.33)}$$

$$\beta\eta\lambda^2 a_5 = 0, \qquad \text{(VI.34)}$$

$$2\lambda^3[a_7\lambda^2 - 2(a_9 + a_{10})\eta^2 - 3(a_{11} + a_{12})\eta^2] = 0, \qquad \text{(VI.35)}$$

$$a_7\lambda^5 = 0, \qquad \text{(VI.36)}$$

$$\lambda[a_3\lambda^2 - 6a_2\eta^2 + 2a_7\beta^2\lambda^2 - 60\gamma\eta^4 + (a_9 + a_{10})\eta^2\lambda^2 + (a_{11} + a_{12})\eta^2\lambda^2 - 6(a_{11} - a_{12})\eta^2\beta^2] = 0, \qquad \text{(VI.37)}$$

$$\lambda^3[a_3 - a_7(\lambda^2 - 2\beta^2) + 4(a_9 + a_{10})\eta^2 + 7(a_{11} + a_{12})\eta^2] - 120\gamma\lambda\eta^4 = 0 \qquad \text{(VI.38)}$$

A l'aide de ces équations paramétriques, nous discuterons les divers cas possibles qui nous permettent de distinguer les différents types des solitons dipolaires existants pour l'équation NSL étendue d'ordre élevé introduisant les termes cubiques et quintique non-linéaires.

IV.4.3. Discussion des cas possibles

Dans cette section, nous imposons quelques restrictions aux paramètres dépendants, de tel sorte que les équations résultantes (VI.24)-(VI.38) deviennent compatibles. On constate que si $\beta \neq 0$, il en résulte $\lambda = 0$ et par conséquent tous les coefficients de l'équation (VI.19) égal à zéro. Cependant pour la solution de soliton dipôle (VI.21), il est nécessaire de prendre $\lambda \neq 0$. Ainsi, on doit mettre le paramètre β égal à zéro ce qui permet de trouver la solution d'onde solitaire suivante :

$$A(x,t) = \lambda\, sech[\eta(t - \chi x)] tanh[\eta(t - \chi x)] \qquad \text{(VI. 39)}$$

Notons que dans le contexte du modèle considéré, il n'est pas possible de trouver une forme d'onde solitaire dipôle avec une plate-forme non nulle. La solution d'enveloppe ainsi trouvée décrit l'évolution d'un soliton dipôle sur un fond nul.

En substituant $\beta = 0$ dans les équations paramétriques (VI.24)-(VI.38), nous obtenons les conditions paramétriques suivantes:

$$a_4 + a_5 = 0, \quad a_9 + a_{10} = 0, \quad a_{11} + a_{12} = 0,$$

$$a_7 + a_8 = 0, \quad a_6 = \frac{11a_2^2}{100\gamma}, \qquad \text{(VI.40)}$$

Avec les relations

$$a_1 = \chi\,, \qquad \eta^2 = \frac{a_2}{10\gamma}, \qquad \lambda^2 = \frac{6a_2^2}{5\gamma a_3}, \qquad \text{(VI.41)}$$

Par conséquent, nous obtenons les paramètres Ω et k à partir des équations (VI.20) et (VI.40) comme suit :

$$\Omega = -\frac{\alpha_3}{4\gamma} \qquad \text{(VI. 42)}$$

$$k = \frac{1}{2}\Omega^2 + \alpha_3\Omega^3 + \gamma\Omega^4 + \frac{11}{100\gamma}\left(\frac{1}{2} - 3\alpha_3\Omega - 6\gamma\Omega^2\right)^2 \qquad \text{(VI. 43)}$$

Sous les conditions suivantes:

$$r_5 = 0, \quad 3r_1 + 2r_2 = 0, \quad 4r_3 + r_4 = 0, \quad 3(r_6 + r_7) + r_2 + r_4 = 0, \qquad \text{(VI.44)}$$

Ces conditions paramétriques montrent que parmi tous les effets non-linéaire et dispersifs intervenant dans l'équation (VI.17), seule la non-linéarité quintique liée au paramètre r5 ne peut pas contribuer à la formation de soliton dipôle. Notons que la contribution de ce type de non-linéarité dans la formation des structures dipolaires ne peut se produire que si les termes non Kerr non-linéaires $(|\psi|^4\psi)_t$ et $\psi(|\psi|^4)_t$ sont considérés dans l'équation régissant la propagation comme cela a été démontré dans la référence [56].

En outre, nous pouvons trouver les paramètres de soliton à partir des équations. (VI.20) et (VI.41) comme suit :

$$\chi = -\Omega + 3\alpha_3\Omega^2 + 4\gamma\Omega^3, \qquad \text{(VI. 45)}$$

$$\eta^2 = \frac{1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2}{20\gamma}, \qquad \text{(VI. 46)}$$

$$\lambda^2 = \frac{3(1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2)^2}{10\gamma[1 + 8\gamma\Omega^2 r_2 + 6\alpha_3\Omega(r_7 - r_6)]}, \qquad \text{(VI. 47)}$$

L'équation (VI.45) indique que le décalage de l'inverse de vitesse de groupe dépend fortement des paramètres de dispersion d'ordre trois et quatre α_3 et γ. Cet fait est complètement différent de celui de l'équation SNL d'ordre supérieur avec les termes non linéaires quintique [56] et l'équation HNLS avec les termes non-Kerr cubic-quintic-septic [58] dans lesquels le paramètre décrivant l'inverse de la vitesse de groupe est nul. Selon l'équation (VI.46), il faut aussi que la condition $\gamma(1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2) > 0$ soit satisfaite pour que la largeur η soit réelle.

Par conséquent, la solution obtenue peut s'écrite sous la forme suivante :

$$\psi(x,t) = \lambda\, sech[\eta(t - \chi x)] tanh[\eta(t - \chi x)] e^{i(kx - \Omega t)}, \qquad \text{(VI. 48)}$$

Où le décalage de fréquence Ω est donné par (VI. 42), le décalage de l'inverse de vitesse de groupe χ par (VI. 45), la largeur du soliton η par (VI. 46), le paramètre k par (VI. 43), alors que l'amplitude λ est indiqué dans (VI. 47). Cette solution solitonique existe essentiellement dans les conditions paramétriques (VI. 44).

L'intensité correspondante est dont comme suit :

$$|\psi(x,t)|^2 = \{\lambda\, sech[\eta(t - \chi x)] tanh[\eta(t - \chi x)]\}^2. \qquad \text{(VI. 49)}$$

Le profil d'intensité de cette onde solitaire est représenté sur la figure.VI.5 pour les valeurs $r_1 = r_4 = 1$, $r_2 = -\frac{3}{2}$, $r_3 = -\frac{1}{4}$, $r_5 = 0$, $r_6 = \frac{2}{3}$,et $r_7 = -\frac{1}{2}$. Les valeurs de la dispersion de troisième et du quatrième ordre sont pris égales à [61] : $\alpha_3 = \gamma = 1$. Il est clair que l'enveloppe de l'onde prend la forme d'un soliton dipôle. Comme il est montré sur la figure.VI.5(b), l'impulsion reste inchangée pendant son évolution dans le domaine d'espace-temps.

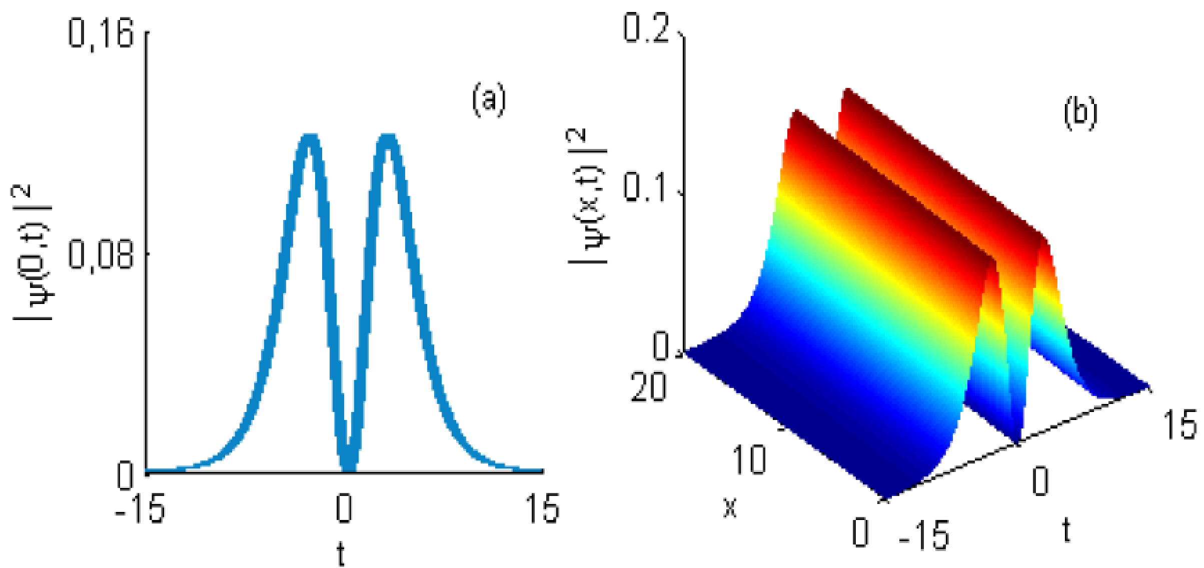


Figure VI.5. Évolution de l'onde solitaire dipôle dans une fibre optique (a) Le profil d'intensité à $x=0$ (b) L'impulsion reste invariante jusqu'à une distance de 20 longueurs de dispersion.

D'après les conditions d'existence des solitons dipôles dans le cadre de d'autres équations SNL d'ordre supérieur, comme indiqué dans Refs. [56, 58], nous voyons que la dispersion de la vitesse de groupe, et les dispersions de troisième (TOD) et quatrième ordre (FOD) doivent être compensées (en utilisant soit une paire de réseaux de Bragg, soit une séquence de prisme, ou bien les miroirs diélectriques chirpés) pour que ce type de solutions existe. Cependant, dans le cadre de l'équation SNL étendue (VI.17), des structures dipôles peuvent exister sans compensation de ces effets de dispersion (c'est-à-dire,$\alpha_3 \neq 0$ et $\gamma \neq 0$). De plus, nous voyons que le décalage de l'inverse de vitesse de groupe donnée dans l'équation (VI.40) dépend de TOD et du FOD liés à α_3 et γ, alors que cette même quantité est nulle pour les autres modèles SNL étudiés dans les références [56, 58].

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés de propagation des solitons dipôles dans les milieux non-Kerr présentant des effets de dispersion d'ordre supérieur. La dynamique de propagation non linéaire des impulsions dans de tels systèmes est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire étendue avec des termes de dispersion de troisième et quatrième ordre en présence des effets d'auto raidissement et l'effet de shift de fréquence due à la diffusion Raman stimulée, et les non linéarités cubique et quintique. Nous avons utilisé une solution d'amplitude complexe composée du produit des deux ondes solitaires brillantes et sombres pour dériver des paramètres caractéristiques des solitons. Nous avons également trouvé les conditions paramétriques pour l'existence de ces impulsions. Nos résultats ont montré que tous les effets intervenant dans la propagation jouent un rôle important pour la formation de ces structures, mais la non linéarité quintique ne contribue pas à leur formation. Contrairement aux autres équations de Schrödinger non linéaires d'ordre supérieur pour lesquelles la dispersion de la vitesse du groupe, les dispersions de troisième et quatrième ordre doivent être compensées pour former ce type d'ondes solitaires, nous avons vu que la contribution des différentes dispersions est très crucial pour que les solitons dipôles peuvent exister dans les systèmes décrits par le modèle étendu.

Référence

[1] M. Remoissenet, Waves called solitons: concepts and experiments, Third Edition. Ed. Springer. (2003)

[2] R. Maurer, D. Keck, and P. Schultz, Fiber-optic wire or optical waveguide fibers, 3,711,262.

[3] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and J.P. Gordon, Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers, Phys. Rev. Lett. 45, (1980) 1095.

[4] V.E. Zakharov and S. Wabnitz, Optical solitons: theoretical challenges and industrial perspectives, EDP Sciences and Springer Verlag, (1999).

[5] A. Hasegawa and F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibre, Appl. Phys. Lett. 23, (1973) 142.

[6] A. Hasegawa and F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers, Appl. Phys. Lett. 23, (1973) 142.

[7] T. Maiman, Stimulated optical radiation in Ruby masers, Nature 187, (1960) 493.

[8] A.L. Schawlow and C.H. Townes, Infrared and optical masers, Phys. Rev.112, (1958) 1940

[9] Katsunari Okamoto, Fundamentals of optical waveguides, New York. Academic Press, (2000) 180.

[10] L.F.Mollenauer and K. Smith, Demonstration of soliton transmission over more than 4,000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain, Opt. Lett. 13, (1988) 675.

[11] A. Hasegawa, Soliton-based optical communictions, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 6, (2000) 1161.

[12] A. Hasegawa et Y. Kodama, Solitons in optical communications, Oxford University Press. Oxford, (1995).

[13] I. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi et M Settembre, Nonlinear optical communication networks, Wiley. New York, (1998).

[14] A.Hasegawa and Y .kodama, (1990), ”Guiding-center soliton in optical fibers”, publication, Optics Letters,vol.15,n0.24p.1443.

[15] T.Georges, F.Favre, and D.L.Guen, ”Theoretical and experimental study of soliton transmission in dispersion managed links”, publication, IEICE Transactions on Electronics. E81,(1998) 226.

[16] H.A. Haus, Mode-locking of lasers, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 6, (2000) 1173.

[17] N.N. Akhmediev, Spatial soliton in Kerr and Kerr-like media, Opt. Quantum. Electron. 30, (1998) 535.

[18] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press. San Diego. 3ème édition, (1995).

[19] J.E. Rothenberg and D. Grischkowsky, Observation of the formation of an optical intensity shock and wave-breaking in the nonlinear propagation of pulses in optical fibers, Phys. Rev. Lett. 62, (1989) 531.

[20] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, Physical origin and properties of optical fibre solitons, Encyclopedia of Modern Optics B. Guenther. Elsevier Science, (2005).

[21] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, Observation of modulational instability in optical fibers, Phys. Rev. Lett. 56, (1986) 135.

[22] Min Du, A. K. Chan, and C. K. Chui, A theoretical investigation of soliton decoupling in cross-phase modulation systems, in Inregrured Pbtonics Rescarch. Technical Digest Series. Optical Society of America. Woshiogton. DC, 1993 263-265.

[23] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press. Optics and Photonics. New York. 3edition, (2001)

[24] J.H.V. Price, W. Belardi, T.M. Monro, A. Malinowski, A. Piper, and D.J. Richardson, Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber. using a diode pumped Ytterbium fiber source, Opt. Express. 10, (2002) 382.

[25] D. Mihalache et al, nonlinear wave propagation in planar structures, Progress in optics. Elsevier Science Publishers B. V. XXVII, (1989).

[26] J.M. Dudley, A.C. Peacock, and G. Millot, The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton: a pedagogical note, Opt. Commun. 240, (2000) 307.

[27] M. Lisak, D. Anderson, and B.A. Malomed, Dissipative damping of dark solitons in optical fibers, Opt. Lett. 16, (1991) 1936.

[28] W. Zhao and E. Bourkoff, Periodic amplification of dark solitons using stimulated Raman scattering, Opt. Lett. 14, (1989) 808.

[29] Y. Chen and J. Atai, Absorption and amplification of dark solitons, Opt. Lett. 16, (1991) 1933.

[30] W. Zhao and E. Bourkoff, Generation, propagation, and amplification of dark solitons, J. Opt. Soc. B. 9, (1992) 1134.

[31] Y. Chen, Black solitons in dispersion-managed fiber transmission systems, Opt. Lett. 22, (1997) 157.

[32] Y.S. Kivshar, M. Haelterman, P. Emplit, and J.P. Hamaide, Gordon-Hauss effect on dark solitons, Opt. Lett. 19, (1994) 19.

[33] A. Hasegawa, Optical solitons in fibers for communications systems, in Optics & Photonics News, (2002).

[34] C. Q. Dai, G. Q. Zhou, and J. F. Zhang Zhang, Controllable optical rogue waves in the femtosecond regime, Phys. Rev. E 85, (2012) 016603.

[35] A. Hasegawa and F. Tappert, Transmission of Stationary Nonlinear Optical Physics in Dispersive Dielectric Fibers I: Anomalous Dispersion, Appl. Phys. Lett. 23, (1973) 142-144.

[36] A. Hasegawa and F. Tappert, Transmission of Stationary Nonlinear Optical Physics in Dispersive Dielectric Fibers II: Normal Dispersion, Appl. Phys. Lett. 23, (1973) 171-172.

[37] Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic. New York, (2003).

[38] S. L. Palacios, Optical solitons in highly dispersive media with a dual-power nonlinearity law, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5 (2003) 180-182.

[39] S.L. Palacios, J.M. Fernández-Díaz, Black optical solitons for media with parabolic nonlinearity law in the presence of fourth order dispersion, Opt. Commun. 178 (2000) 457-460.

[40] A. Chowdury, D. J. Kedziora, A. Ankiewicz, and N. Akhmediev, Soliton solutions of an integrable nonlinear Schrödinger equation with quintic terms, Phys. Rev. E 90, (2014) 032922.

[41] Liangwei Dong, and Fangwei Ye, Stability of multipole-mode solitons in thermal nonlinear media, Phys. Rev. A 81, (2010) 013815.

[42] Ming Shen, Xi Chen, Jielong Shi, Qi Wang, Wieslaw Krolikowski, Incoherently coupled vector dipole soliton pairs in nonlocal media, Opt. Commun. 282, (2009) 4805-4809.

[43] Chunfu Huang, Propagation of coupled dipole-mode beams in nonlocal thermal media, Opt. Commun. 284, (2011) 5786-5791.

[44] Lijuan Ge, Qi Wang, Ming Shen, Jielong Shi, Dipole solitons in nonlocal nonlinear media with anisotropy, Opt. Commun. 284, (2011) 2351-2356.

[45] Woo-Pyo Hong,Young-Dae Jung, Dynamics of surface dipole and tripole solitons in nonlocal nonlinear media with optical lattice eld, Phys. Lett. A 377, (2013) 1701-1706.

[46] H. Susanto, K.J.H. Lawa, P.G. Kevrekidis, L. Tang, C. Lou, X. Wang, Z. Chen, Dipole and quadrupole solitons in optically-induced two-dimensional defocusing photonic lattices, Physica D 237, (2008) 3123-3134.

[47] C. Rotschild, M. Segev, Z. Xu, Y. V. Kartashov, L. Torner, and O. Cohen, Opt. Lett. 31, (2006) 3312.

[48] Zhiyong Xu, Multipole-mode interface solitons in quadratic nonlinear photonic lattices, Phys. Rev. A 80, (2009) 053827.

[49] Z. Li, L. Li, H. Tian, G. Zhou, New types of solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation, Phys. Rev. Lett. 84, (2000) 4096-4099.

[50] W.P. Hong, Optical solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic non- Kerr terms, Opt. Commun. 194, (2001) 217-223.

[51] F. Azzouzi, H. Triki, K. Mezghiche, A. El Akrmi, Solitary wave solutions for high dispersive cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation, Chaos. Solitons and Fractals. 39, (2009) 1304-1307.

[52] H. Triki, T. R. Taha, Solitary wave solutions for a higher order nonlinear Schrödinger equation, Math. Comput. Simul. 82, (2012) 1333.

[53] A. K. Sarma, Solitary wave solutions of higher-order NLSE with Raman and self-steepening effect in a cubic-quintic-septic medium, Commun Nonlinear Sci Numer Simulat.14 (2009), 3215-3219.

[54] Rongcao Yang, Lu Li, Ruiyu Hao, Zhonghao Li, and Guosheng Zhou, Combined solitary wave solutions for the inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation, Phys. Rev. E 71, (2005) 036616.

[55] Huiping Tian, Jinping Tian, Zhonghao Li, Jian Zi, Optical solitary wave solutions in quadratic nonlinear media, Opt. Commun. 247, (2005) 225-232.

[56] A. Choudhuri, K. Porsezian, Dark-in-the-Bright solitary wave solution of higher-order nonlinear Schrödinger equation with non-Kerr terms, Opt. Commun. 285, (2012) 364-367.

[57] B. Eiermann, P. Treutlein, Th. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, K.P. Marzlin, M.K. Oberthaler, Physical Review Letters. 91, (2003) 060402.

[58] F. Azzouzi, H. Triki, Ph. Grelu, Dipole soliton solution for the homogeneous high-order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic-septic non-Kerr terms, Applied Mathematical Modelling. 39, (2015) 1300-1307.

[59] H. Triki, A. Biswas, S. P. Moshokoa, M. Belic, Dipole solitons in optical metamaterials with Kerr law nonlinearity, Optik. 128, (2017) 71-76.

[60] H. Triki, F. Azzouzi, Ph. Grelu, Multipole solitary wave solutions of the higher-order nonlinear Schrödinger equation with quintic non-Kerr terms, Opt. Commun. 309, (2013) 71-79.

[61] A. Ankiewicz, Y. Wang, S. Wabnitz, and N. Akhmediev, Extended non-linear Schrödinger equation with higher-order odd and even terms and its rogue wave solutions, Phys. Rev. E 89, (2014) 012907.

[62] M. J. Potasek and M. Tabor, Phys. Lett. A 154, (1991) 449.

[63] S. B. Cavalcanti, J. C. Cressoni, H. R. da Cruz, and A. S. Gouveia-Neto, Phys. Rev. A 43, (1991) 6162.

[64] M. Lakshmanan, K. Porsezian, M. Daniel, Effect of discreteness on the continuum limit of the Heisenberg spin chain, Phys. Lett. A 133, (1988) 483-488.

[65] Yu. V. Sedletskii, J. Exp. Theor. Phys. 97, 180 (2003), [124, 200 (2003)].

[66] A. V. Slunyaev, J. Exp. Theor. Phys. 101, 926 (2005), [128, 1061 (2005)].

[67] N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Solitons, Nonlinear Pulses and Beams (Chapman and Hall, London, 1997), See Sec. 2.7.

[68] R. Hirota, Exact envelope-soliton solutions of a nonlinear wave equation, J. Math. Phys. 14, (1973) 805.

[69] A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, Rogue waves and rational solutions of the Hirota equation, Phys. Rev. E 81, (2010) 046602.

[70] N. Sasa and J. Satsuma, J. Phys. Soc. Jpn. 60, (1991) 409.

[71] Emmanuel Yomba, Gholam-Ali Zakeri, N-soliton interactions in an extended Schrödinger equation with higher order of nonlinearities, Physica B 483 (2016) 26-36.

[72] Adrian Ankiewicz, Nail Akhmediev, Higher-order integrable evolution equation and its soliton solutions, Phys. Lett. A 378, (2014) 358-361.

Conclusion Générale

Nos travaux de recherche ont porté sur l'étude et l'optimisation des codeurs/décodeurs tout optique utilisés dans les systèmes OCDMA à partir de l'injection d'un laser impulsionnel de forte puissance. Nous avons choisi d'implémenter un système OCDMA utilisant des réseaux de Bragg superstructurés comme dispositif de codage, les informations sont codées avec des séquences d'impulsions ultracourtes (femtoseconde) issues d'une source laser. Les réseaux de Bragg superstructurés sont des dispositifs simples, bas coût permettant d'implémenter des séquences de codes unipolaires et bipolaires.

Habituellement, les travaux de recherche sur les performances des systèmes OCDMA s'intéressent à l'impact des caractéristiques physiques du canal de transmission et aux bruits des systèmes. Dans ce travail, nous nous sommes intéressé à l'influence de chaqu'un des deux effets suivants : la non linéarité et la dispersion. En effet, les impulsions temporelles correspondant aux bits d'information d'une transmission télécom par fibre, ont tendance à s'élargir lors de la propagation limitant ainsi la bande passante. La modélisation mathématique de ces effets a permis de mettre en évidence un nouveau type d'onde appelé «soliton ». Ce dernier est défini comme étant une impulsion ne subissant aucune déformation au cours de sa propagation dans un milieu dispersif et non linéaire.

En particulier, nous avons étudié la dynamique de propagation spatio-temporelle des solitons dipoles obtenus à partir de la résolution des modèles d'équations de type Schrödinger non linéaire incorporant des termes d'ordre élevés de la non linéarité et de la dispersion. L'obtention des solutions correspondantes a été réalisée au moyen d'une approche purement théorique. La réalisation de ce projet a comporté deux étapes clés qui sont les suivantes :

- Au cours de la première étape, nous avons étudié l'influence des différents paramètres physique des codeurs et décodeurs sur la performance d'un système OCDMA. Un code CDMA optique représentatif d'un usager est formé par une série ordonnée de réseaux de Bragg à des longueurs d'onde différentes choisies dans la largeur de la bande allouée à l'utilisateur. Ces réseaux ont été gravés à différentes positions sur la fibre optique et l'ordre des longueurs d'onde ainsi que la distance séparant deux réseaux successifs détermine le code. Les codeurs et décodeur se comportent en effet comme des interféromètres à trajets-multiples et des interférences constructives ou destructives se produisent lors du recouvrement des impulsions dans un temps donné. Nos résultats ont montré que la dispersion chromatique dégrade le débit de transmission et induit des erreurs dans les bits reçus. Les résultats de simulation des différentes formes des réseaux de Bragg particuliers à savoir, les réseaux uniformes, chirpés, et échantillonnés ont été présentés.

Le spectre de réflectivité, le temps de retard et la dispersion à différentes longueurs de réseau et les variations d'indice de modulation ont été présenté et commenté. Les résultats obtenus montrent que la longueur du réseau de Bragg et l'indice de modulation représentent les paramètres les plus importants pour l'optimisation des performances des différents réseaux de Bragg. On a remarqué au cours de ces simulations que les ripples (ondulations) ont affecté la réponse spectrale, le délai de groupe et la dispersion d'un réseau de Bragg. Cependant, la compensation de la dispersion est médiocre et le profil du spectre contenait des lobes secondaires, d'où nous avons introduit le réseau apodisé. Les résultats de simulations obtenus étaient meilleurs en réalisant les apodisations de type blackman et tangente hyperbolique ont permis d'avoir une élimination presque complète des fluctuations (ripples). Pour corriger l'accumulation de la dispersion chromatique linéaire et non linéaire, nous avons étudié un réseau chirpé non linéaire ayant un profil sinusoïdal en fonction de la gaine qui est soumise à une traction axiale. Les résultats obtenus montrent que les dispositifs optiques basés sur ce type de réseau peuvent être utilisés comme un dispositif de compensation dans les systèmes à haute vitesse fonctionnant à 40 Gb/ps et au-delà qui nécessitent à compenser la dispersion et la pente de dispersion en même temps.

- Dans la seconde étape, On a étudié les propriétés de propagation des solitons dipôles dans une fibre fortement non linéaire et fortement dispersive dans le cadre de l'équation de Schrödinger non linéaire étendue avec les termes de dispersion de troisième et quatrième ordre et en présence des effets d'auto raidissement et l'effet de shift de fréquence due à la diffusion Raman stimulée, et les non linéarités cubique et quintique. Les résultats obtenus ont montré que tous les effets intervenant dans la propagation jouent un rôle important pour la formation de ces structures très complexes, mais la non linéarité quintique ne contribue pas à leur existence.

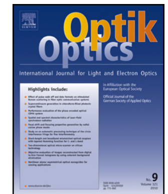
Optik 147 (2017) 163–169



Contents lists available at ScienceDirect

Optik

journal homepage: www.elsevier.de/ijleo



Original research article

Spectral properties of nonlinearly chirped fiber Bragg gratings for optical communications



S. Chettouh, A. El-Akrmi*, H. Triki, Y. Hamaizi

Radiation Physics Laboratory, Faculty of Sciences, Department of Physics, Badji Mokhtar University, 23000 Annaba, Algeria

ARTICLE INFO

Article history:
Received 29 July 2015
Received in revised form 12 August 2017
Accepted 14 August 2017

PACS:
07.60.Vg
42.65.−k

Keywords:
Fiber Bragg gratings
Nonlinear chirp
Reflexion
Time delay
Dispersion

ABSTRACT

Numerical investigation of spectral properties of nonlinearly chirped grating under strain is made. Calculation is performed using Matlab code based on solving the coupled mode equations using transfer matrix method. Our findings show that, by optimizing the linear and higher-order nonlinear chirp coefficients, the reflection bandwidth, side lobes, and group delay could be tunable with the increment of the applied tension. Indeed, the fiber grating chirp is tunable by the applied tension represented by the increase of the reflection spectrum bandwidth and the decrease of the group delay ripples. Besides, the time delay curve typically exhibits two behaviors within the rejection bandwidth: a linear variation for large wavelengths and a quadratic variation for short wavelengths. Therefore, with such kind of grating, it is possible to compensate both linear and nonlinear dispersion in high speed optical networks.

1. Introduction

Currently, the different applications of fiber optics in telecommunications and sensing industries represent a real technological evolution of paramount importance for the well being of humanity. Indeed, several passive and active components based on optical fibers are developed in recent years. Among these components, which represents one of distinguished invention of the century, we find fiber Bragg gratings (FBGs) whose applications are very diverse. Fundamentally, silica fibers can change their optical properties permanently when they are exposed to intense UV laser radiation. This photosensitive effect can be used to induce periodic changes in the refractive index along the fiber length, resulting in the formation of an intracore Bragg grating [1–5]. In fact, the periodic refractive index modulation forms a highly resonant micro-cavities leading to the formation of resonant devices for some specific wavelengths satisfying Bragg resonance condition, which is given by

$$\lambda_D = 2n_{eff}\Lambda \tag{1}$$

where λ_D is the wavelength design, n_{eff} is the effective index of propagating optical mode and Λ is the grating pitch.

* Corresponding author.
E-mail addresses: saidaoptic@yahoo.fr (S. Chettouh), abdulssetar@yahoo.fr (A. El-Akrmi), trikihouria@gmail.com (H. Triki), hend-ida@yahoo.fr (Y. Hamaizi).

http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2017.08.085
0030-4026/© 2017 Published by Elsevier GmbH.

Nowadays FBGs technology is used to create various types of devices such as pump stabilizers [6], feedback mirrors in fiber lasers [7], narrow and broad band pass filters [8–10], pulse spectrum shaping [11], optical add-drop multiplexers [12,13], gain-flattening filters [14,15] and chromatic dispersion compensators [16,17].

In actual fact, the strong dispersion of chirped fiber Bragg grating has been used to compensate for dispersion in optical fiber links and for optical pulse shaping. There are chiefly two ways to make chirped gratings either by post chirping a uniform grating or introducing a chirp during the writing process using special instrumentation. According to Eq. (1), the fiber grating can be chirped by varying either the effective modal index or the grating pitch along its length [18–20]. Sinusoidal and hyperbolic function chirps of grating periods have been introduced to improve their performance as dispersion compensators and multi-channel filters [21–23].

In recent years, considerable attention has been paid to the investigation of spectral properties of fiber grating under strain. However, much of it is confined to fiber grating structures with linear chirping. To the best of our knowledge, spectral properties of nonlinearly chirped fiber grating in presence of an applied tension haven't been uncovered yet. Compared with that for the linear chirp, the case for nonlinear chirping will be more important due to the richness of nonlinear phenomena.

In this paper, a nonlinearly chirped fiber Bragg grating with sinusoidal cladding profil is proposed and numerically analyzed. The application of a tension along the grating axis involves a modulation of its physical parameters, and hence a tunability of its spectral responses. Our work is organized as follows. A concisely theoretical analysis is introduced in Section 2. Numerical simulation parameters details, results, and their discussion are presented in Section 3. Finally, a conclusion is summarized in Section 4.

2. Theoretical analysis

The proposed nonlinear chirped fiber grating is made by modifying its period Λ by applying an axial tension F. For FBGs fabricated using UV laser beam interference pattern, the index profile along of its axis z can be described by [9]

$$n(z) = n_0 + \delta n_{eff} \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda_0} z + \varphi(z)\right] \quad (2)$$

where n_0 is the background refractive index of the unmodified core, δn_{eff} is the refractive-index modulation change spatially averaged over a grating period, Λ_0 is the initial grating period, and $\varphi(z)$ represents an accumulated phase shift, which leads, according to coupled mode theory, to a reduction in coupling between the two counter propagating beams.

When the grating is held under the tension F, its period in any point z becomes [24]

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + \epsilon(z)) \quad (3)$$

where $\varepsilon(z)$ is the axial strain at position z formed by the applied tension.

For a linear chirped fiber grating, the grating period can be assumed as:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + c_0 z) \quad (4)$$

According to (4), when the fiber grating is subjected to an axial strain, its period may be expressed as [25]

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + c_0 z + \varepsilon(z)) \quad (5)$$

However, higher order dispersion compensation can also be taken into account by using a nonlinearly chirped fiber grating (NLCFG) having a period given by the expression $\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + c_0 z + c_1 z^2 + c_2 z^3 + \cdots)$ [26,27]. When the grating is held under tension, its period in any point becomes

$$\Lambda(z) = \Lambda_0(1 + \varepsilon(z) + c_0 z + c_1 z^2) \quad (6)$$

where c_0 and c_1 are the linear and first-order nonlinear chirp coefficients, $\varepsilon(z)$ is the axial strain at position z formed by the applied tension, which is given by the following expression

$$\varepsilon(z) = \frac{F}{EA(z)} \quad (7)$$

where F is the tension applied to grating, E is Young's modulus, $A(z) = \pi r^2(z)$ is the cross-section area of the grating at position z.

The cladding radius along the grating length (z) is described by [28]:

$$r(z) = \frac{r_0}{\sqrt{(1 + g[1 + f(z)])}} \quad (8)$$

where r_0 is the maximum cladding radius, g is the etching factor and $f(z) = \sin(2\pi z/L)$ is the sinusoidal function, L is the grating length $(-L/2) \leqslant z \leqslant (L/2)$.

By combining the above equations, the grating period can be expressed as follows

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 \left\{ 1 + c_0 z + c_1 z^2 + \frac{F}{\pi E r_0^2}[1 + g(1 + f(z))] \right\} \quad (9)$$

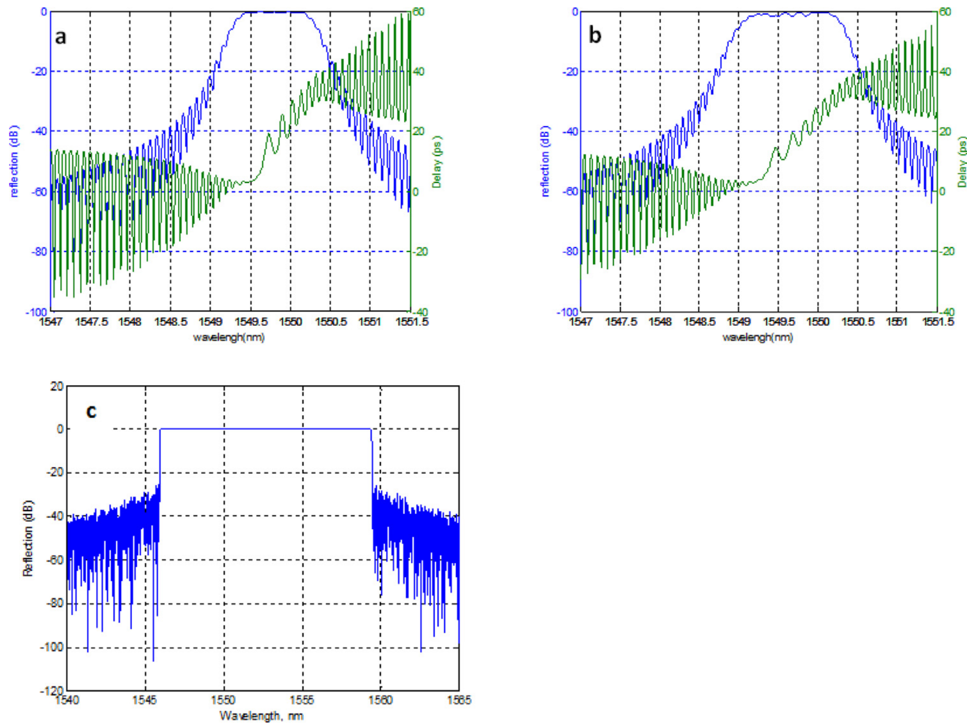


Fig. 1. Reflexion spectrum and time delay for linear (a) and nonlinear (b) chirped fiber Bragg grating. (c) Depicts an ideal box reflexion spectrum obtained with the grating optimized parameters.

From Eq. (9), we can see that the period of grating is the function of the tension F applied to the grating, the linearly chirped modulus c_0, and the first-order nonlinear chirp coefficient c_1. So, F, c_0, and c_1 would influence the key properties of NLCFG including reflexion spectra response and time delay. It is worth mentioning that much more nonlinear chirp coefficients c_i (with $i > 1$) are needed when the bandwidth of the grating is largely reduced. One should notice that at the limit $c_1 = 0$, Eq. (9) recovers to the period relation of linearly chirped fiber grating (LCFG) reported in Ref. [25]

The corresponding grating chirp is given by

$$c = c_0 z + c_1 z^2 + \frac{F}{\pi E r_0^2}[1 + g(1 + f(z))] \tag{10}$$

From Eq. (10), we clearly see that the chirp profile of the grating is tunable by the nonlinear contribution of chirp related to the modulus c_1, the applied tension F, and the etch factor g.

In our numerical analysis, the coupled mode theory which is one of the most common method among other mathematical tools and techniques is used to calculate the reflection spectra and time delay of gratings. Indeed, the latter, which is a perturbative theory, can be used effectively to describe both linear and nonlinear properties of shallow fiber gratings and weak nonlinearity ($\Delta n \leqslant n_0$). So, based on this theory and the transfer matrix method, the characteristics of reflection spectrum and time delay curve of the proposed fiber grating have been analyzed.

Also, it is worth to point out that recently some finite difference methods have been proposed to solve problems arising in modeling and design of certain optoelectronics devices [29]. But, regarding the proposed numerical schemes, it is shown that the alternating direction implicit method yielded significantly greater accuracy than the fully explicit schemes and required less computing time than the fully implicit procedures.

3. Results and discussion

Naturally, in order to imagine, to design, and to understand how fiber Bragg gratings work in the real word, it is instructive to know, first, about their optimized physical parameters and so their spectral responses under certain working conditions. In this context, we have numerically studied the spectral response in reflexion mode and the time delay of a nonlinearly chirped fiber grating subjected to an axial strain.

Firstly, in order to study the influence of the higher-order nonlinearity, we represent in Fig. 1(a) and (b) the reflection spectrum and time delay of linearly chirped fiber grating (LCFG) and nonlinearly chirped fiber grating (NLCFG) respectively, using the following simulation parameters: $\Lambda_0 = 0.5\ \mu\text{m}$, $\Delta n = 0.003$, $L = 10\ \text{mm}$, $c_0 = 0.5\ \text{nm/cm}$, $c_1 = 12\ \text{nm/cm}$, $F = 1\ \text{N}$. We

Table 1
For the same physical parameters, LCFG and NLCF present a net difference in their spectral responses: large bandwidth, higher BWU and less ripples in the case of NLCFG.

	FWHM (nm)	BWU	Ripple (ps)
LCFG	1.75	0.671	7.33
NLCFG	2.52	0.693	4.07

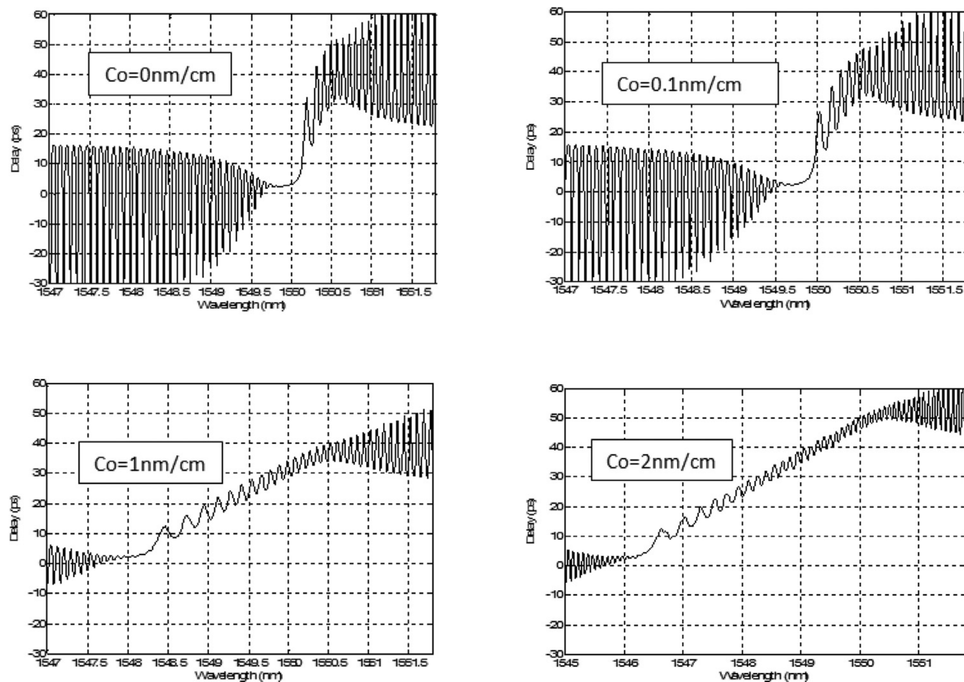


Fig. 2. Time delay spectra for different linear chirp values c_0 = 0, 0.1, 1, 2 (nm/cm) respectively, with c_1 = 10 nm/cm and F = 1 N. Calculation show that the reflexion bandwidth increases linearly as a function of the linear chirp c0, and ripples become smooth.

Table 2
The increase of the linear chirp c_0 increases the full width at half maximum and decreases the height of ripples of the time delay spectrum.

Chirp c_0 (nm/cm)	0	0.1	1	2
FWHM (−30 dB)	0.88	1.17	3.10	5.17
Ripple (ps)	43.14	29.41	9.15	4.90

see that the reflection spectrum of the NLCFG presents a blue shift of central wavelength with an increase in the full width at half maximum (−30 dB), and also a decrease in side lobes in comparison to LCFG.

Regarding the time delay response, the LCFG ripples peak to peak are higher than 7.33 ps, while those of the NLCFG are reduced to less than 4.07 ps. Furthermore, the parameter that evaluates the spectrum's steepness at the band edges is BWU, which is defined as the ratio of the bandwidths at −1 dB and −30 dB [26], is a little bit higher for NLCFG. The difference in the spectral characteristics between the two structures are summarized in Table 1.

In addition, with the optimized simulation parameters: Λ_0 = 0.535 μm, L = 9.2 cm, Δn = 0.003, g = 0.5, F = 1 N, c_0 = 0.8 nm/cm, c_1 = 5 nm/cm, NLCFG presents a reflection spectrum, as depicted in Fig. 1(c), with larger value 0.991 of BWU and a bandwidth (−3 dB) of 14.70 nm. The reflection spectrum, in this case, approximates an ideal box spectrum, which is of great importance in wavelength division multiplexed communication systems.

Fig. 2 shows time delay spectra for different values of the linear chirp c_0, using the following simulation parameters: n_{eff} = 1.457, L = 10 mm, Λ = 0.530 μm, Δn = 0.003, F = 1 N, c_1 = 10 nm/cm. We note that, for fixed values of the tension F and the first-order nonlinear chirp coefficient c_1, the reflexion bandwidth (−30 dB) and the smoothness of the time delay curve can be adjusted by the linear chirp modulus c_0. Indeed, our calculation shows that the reflexion bandwidth increases linearly as a function of the linear chirp c_0. Furthermore, it is worth noting that the linearity and the smoothness of the time delay curve are of paramount importance in the case where FBGs are used as stable devices for linear dispersion cancellation.

Otherwise, Table 2 summarizes our results concerning the spectral properties of LCFG and NLCFG under certain conditions of simulation.

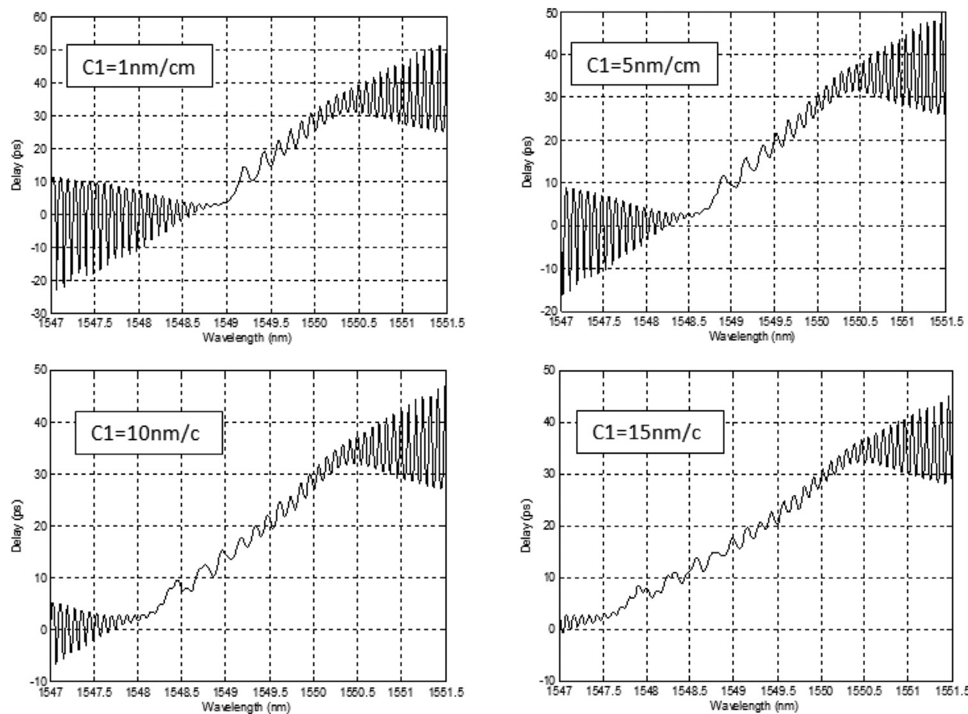


Fig. 3. Time delay spectra for different nonlinear chirp values c_1 = 1, 5, 10, 15 (nm/cm), respectively. Similar spectral characteristics are obtained in Fig. 2.

Table 3
The increase of the nonlinear chirp c1 increases the FWHM and decreases the ripples in the time delay spectrum. Similar results are given in Table 2.

Chirp c_1 (nm/cm)	0	5	10	15
FWHM (−30 dB)	2.32	2.65	3.23	3.82
Ripple (ps)	7.65	6.67	4.00	2.30

Also, as a result of the optimized simulation parameters, the time delay curves of the grating with different first-order nonlinear chirp coefficients are represented in Fig. 3. We note an increase in the grating's bandwidth while the first-order nonlinear chirp c_1 is increased. In addition, the height of ripples of the delay curve have been reduced to less than 2.5 ps. According to Figs. 2 and 3, we conclude that the spectral tunability of our grating can be selected by a judicious choice between the action only of the linear chirp or the nonlinear chirp coefficient under certain simulation conditions. Basically, in both cases, similar spectral characteristics are obtained (Table 3).

Finally, from Eq. (10), we can see that the total grating's chirp can be adjusted. So, c_0, c_1 and F would influence the characteristics of the reflection spectrum and the time delay curve. In this context, Fig. 4 depicts the influence of the applied force on the time delay curve, which typically exhibits two behaviors within the rejection bandwidth. Obviously, we note a linear variation for large wavelengths and a quadratic variation for short wavelengths, respectively. The parameters used in our calculation are the same as used in the case of Fig. 3, but setting the linear chirp coefficient to the value c_0 = 0.8 nm/cm.

We can conclude, according to this particular behaviour in the time delay curve, that we can compensate the accumulation of linear and nonlinear chromatic dispersion in high-speed optical transmission systems. Fundamentally, as reported in many papers, high speed long-haul optical links have certain physical limitations, mainly fiber group velocity dispersion, which degrades optical communication systems performance by limiting either the maximum bit rate or the distance length [30]. Also, notice that in transmission systems operating at about 10 Gbps, the dispersion slope causing high order in the time delay, is negligible [16]. But, for high speed systems operating at 40 Gbps and beyond both linear and nonlinear (slope dispersion) has to be compensated at the same time.

4. Conclusion

In conclusion, we have numerically analyzed the effect of higher-order nonlinearity on the spectral properties of a nonlinearly chirped fiber grating having sinusoidal cladding function profile and subjected to an axial tension. Our results show that the associated chirp function depends chiefly upon three parameters: the applied tension, the nonlinear chirp coefficient and the etch factor. By comparing with the case of a linearly chirped fiber grating, we see that reflection spectrum of a nonlinearly chirped fiber grating has a larger bandwidth with a blue shift of central wavelength. Furthermore, the spectral

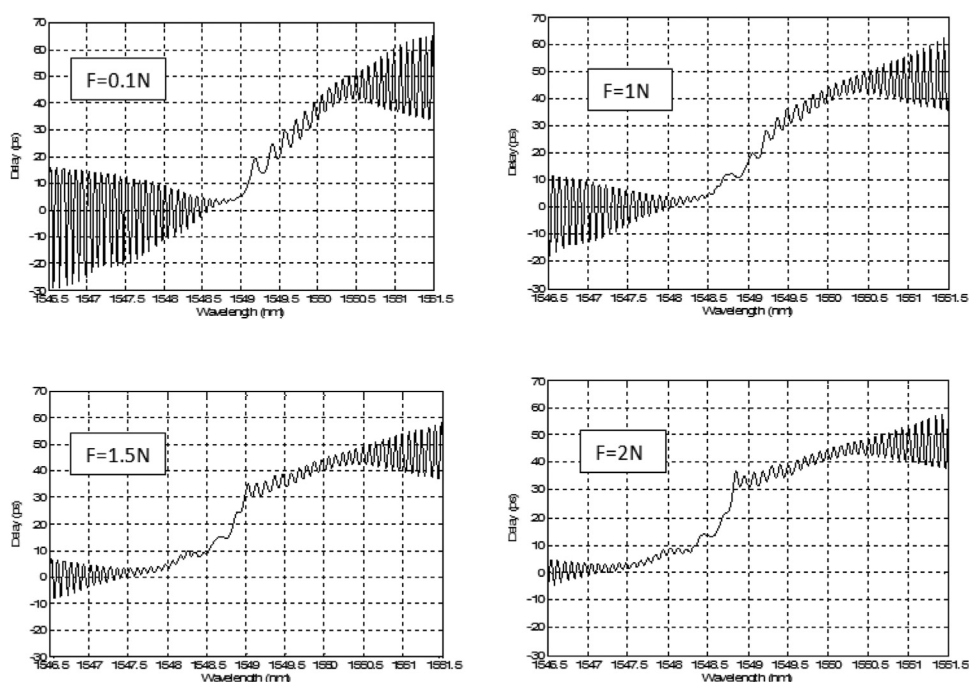


Fig. 4. Time delay spectra for different force values *F* =0.1, 1, 1.5, 2 N, respectively. We note the existence of two behaviors within the rejection bandwidth.

tunability of the proposed model can be adapted by varying different combinations between the three different chirp parameters mentioned above in order to obtain some specific characteristics. As a particular result, the influence of the applied force on the time delay curve typically exhibits two behaviors within the rejection bandwidth: a linear variation for large wavelengths and a quadratic variation for short wavelengths. Consequently, optical devices based on this kind of nonlinear chirped fiber grating may be used as a compensator device in high speed optical fiber communication systems which need dispersion and dispersion slope to be compensated at the same time. So, we hope that our findings may contribute to provide some solutions for cancelling or at least mitigating the effect of the slope dispersion in our next generation networks.

Fundamentally, our future research prospects include the extension of the theoretical investigation of the impact of high-order nonlinearity such as the cubic and septic nonlinearity on the reflection spectra and time delay of highly nonlinear fiber Bragg gratings. In this context, it is interesting to note that a recent experiment has been reported in materials such as chalcogenide glass, which exhibits not only third- and fifth-order nonlinearities, but even seventh-order nonlinearity [31].

Acknowledgements

This work is supported by the ATRST (Thematic Agency for Research in Science and Technology), Avenue Pasteur, ENSA, Belfort, B.P 62 Hacene Badi, El-Harrach, Algiers. Grant number: Pro Theme/79/2015.

References

[1] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J. Albert, Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask, Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 1035–1037.
[2] G. Meltz, W.W. Morey, W.H. Glenn, Formation of Bragg gratings in optical fibre by transverse holographic method, Opt. Lett. 14 (1989) 823–825.
[3] A. Othonos, Fiber Bragg gratings, Rev. Sci. Instrum. 68 (1997) 4309–4641.
[4] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, I. Bennion, Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser, Electron. Lett. 40 (2004) 1170–1172.
[5] D.Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, A.E. White, Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element, Electron. Lett. 29 (1993) 566–568.
[6] J.L. Archambault, Fiber gratings in lasers and amplifiers, Lightwave Technol. 15 (1997) 1378–1390.
[7] H. Zhou, G. Xia, Y. Fan, T. Deng, Z. Wu, Output characteristics of weak-coupling fiber grating external cavity semiconductor laser, Opto-Electron. Rev. 13 (2005) 27–30.
[8] B.S. Kawasaki, K.O. Hill, D.C. Johnson, Y. Fujii, Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers, Opt. Lett. 3 (1978) 66–68.
[9] T. Erdogan, Fiber grating spectra, J. Lightwave Technol. 15 (1997) 1277–1294.
[10] T. Erdogan, Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters, Opt. Soc. Am. A 14 (1997) 1760–1773.
[11] C. Wang, J. Yao, Fourier transform ultra-short optical pulse shaping using a single chirped fibre Bragg grating, IEEE J. Photon. Technol. Lett. 21 (19) (2009) 1375–1377.
[12] F. Bakhti, P. Sansonetti, C. Sinet, L. Gasca, L. Martineau, S. Lacroix, X. Daxhelet, F. Gonthier, Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler, Electron. Lett. 33 (1997) 803–804.
[13] I. Baumann, J. Seifert, W. Nowak, M. Sauer, Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings, Photon. Technol. Lett. IEEE 8 (1996) 1331–1333.
[14] A.E. Lobo, C.M. de Sterke, J.A. Besley, N-fold symmetric gratings as gain-flattening filters, J. Lightwave Technol. 23 (2005) 1441–1448.

[15] A.M. Vengsarkar, J. Renee Pedrazzani, J.B. Judkins, P.J. Lemaire, N.S. Bergano, C.R. Davidson, Long-period fiber-grating-based gain equalizers, Opt. Lett. 21 (1996) 336–338.
[16] J. Zhang, P. Shum, X.P. Cheng, N.Q. Ngo, S.Y. Li, Analysis of linearly tapered fiber Bragg grating for dispersion slope compensation, IEEE Photon. Technol. Lett. 15 (2003) 1389–1391.
[17] A. Hessainia, S. El-Akrmi, H. Triki, A. El-Akrmi, Analysis of fiber Bragg grating with exponential-linear and parabolic taper profiles for dispersion slope compensation in optical fiber links, Optik 125 (2014) 4642–4645.
[18] L. Dong, J.L. Cruz, L. Reekie, J.A. Tucknott, Chirped fiber Bragg gratings fabricated using etched tapers, Opt. Fiber Technol. 1 (1995) 363–368.
[19] K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, S. Theriault, D.C. Johnson, J. Albert, Chirped in fiber Bragg gratings for compensation of optical fiber dispersion, Opt. Lett. 19 (1994) 1314.
[20] K. Sugden, I. Bennion, A. Molony, N.J. Cooper, Chirped gratings produced in photosensitive optical fibers by fibre deformation during exposure, Electron. Lett. 30 (1994) 440.
[21] L. Zhang, C.X. Yang, Improving the performance of fiber gratings with sinusoidal chirps, Appl. Opt. 42 (2003).
[22] G.-D. Wang, C.-X. Liu, D.-M. Sun, W.-B. Guo, W.-Y. Chen, Improving the performance of fiber gratings with cladding being etched as hyperbolic function, Optik 117 (2006) 477–480.
[23] G.-D. Wang, B.-B. Xie, Improving the performance of chirped fiber grating with cladding being etched as sinusoidal function, Optik 122 (2011) 557–559.
[24] Z. Wei, H. Li, W. Zheng, Y. Zhang, Fabrication of tunable nonlinearly chirped fiber gratings using fiber Bragg grating, Opt. Commun. 187 (2001) 369–371.
[25] G.-D. Wang, B.-B. Xie, Improving the performance of chirped fiber grating with cladding being etched as sinusoidal function, Optik 122 (2011) 557–559.
[26] N. Sangeethal, R. Garg, S. Purwar, A. Singh, Performance analysis of FBG DEMUX based WDM system by varying chirp function and data rates at different electrical filters, IJARCCE3 (2014) 5869–5872.
[27] F. Yang, K. Zheng, Z. Tan, S. Jian, Study on the optimum apodization function for nonlinearly chirped FBGs, Opt. Fibers Passiv. Compon. 5279 (2004) 391–398.
[28] T.A. Birks, Y.W. Li, The shape of fiber tapers, IEEE J. Lightwave Technol. 10 (1992) 432–438.
[29] M. Dehghan, Finite difference procedures for solving a problem arising in modeling and design of certain optoelectronic devices, Math. Comput. Simul. 71 (2006) 16–30.
[30] L. Quetel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J.Y. Guilloux, J.F. Bayon, Chromatic dispersion compensation by apodised Bragg gratings within controlled tapered fibers, Opt. Fiber Technol. 3 (1997) 267–271.
[31] Y.F. Chen, K. Beckwitt, F. Wise, B.G. Aitken, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, Measurement of fifth- and seventh-order nonlinearities of glasses, J. Opt. Soc. Am. B 23 (2006) 347–352.

Optik 145 (2017) 644–649



Contents lists available at ScienceDirect

Optik

journal homepage: www.elsevier.de/ijleo



Original research article

Dipole solitons in an extended nonlinear Schrödinger's equation with higher-order even and odd terms



Saida Chettouh [a], Houria Triki [a], Abdulssetar El-Akrmi [a], Qin Zhou [b,*], S.P. Moshokoa [c], Malik Zaka Ullah [d], Anjan Biswas [c,d], Milivoj Belic [e]

[a] Radiation Physics Laboratory, Department of Physics, Faculty of Sciences, Badji Mokhtar University, PO Box 12, 23000 Annaba, Algeria
[b] School of Electronics and Information Engineering, Wuhan Donghu University, Wuhan 430212, People's Republic of China
[c] Department of Mathematics and Statistics, Tshwane University of Technology, Pretoria 0008, South Africa
[d] Operator Theory and Applications Research Group, Department of Mathematics, Faculty of Science, King Abdulaziz University, PO Box-80203, Jeddah 21589, Saudi Arabia
[e] Science Program, Texas A & M University at Qatar, PO Box 23874, Doha, Qatar

ARTICLE INFO

Article history:
Received 22 April 2017
Accepted 3 August 2017

Keywords:
Dipole soliton
Dispersion
Kerr law

ABSTRACT

We investigate the extended nonlinear Schrödinger equation with higher-order odd and even terms. The model includes additional higher-order dispersion and nonlinear terms that are most important for applications in fiber optics, in the case of the Heisenberg spin chain, and for ocean waves. Special exact solutions in the form of a dipole soliton is obtained, by adopting a complex amplitude ansatz composed of the product of bright and dark solitary waves. The conditions on the system parameters for the existence of this localized structure are also reported. The derived solution characteristically exists due to a balance among physical effects of different nature. Numerical results and discussions are also presented.

1. Introduction

It is well known that the nonlinear Schrödinger (NLS) equation is the governing equation for light pulse propagation in nonlinear optical fibers [1]. In the picosecond regime, this equation admits bright and dark soliton-type solutions in anomalous and normal dispersion regimes, respectively [2,3]. An interesting property of soliton pulses is that they can propagate over a long distance without the amplitude attenuation and shape change under the condition that the group velocity dispersion (GVD) balances the self-phase modulation [2,3]. We note that the unique property of optical solitons, either bright or dark, is their particle-like behavior in interaction [4].

However, for the propagation of a subpicosecond or femtosecond pulse, the higher order effects should be taken into account, and the dynamics of pulses should be described by the higher-order nonlinear Schrödinger (HNLS) equation. For instance, if short pulses have to be injected (to nearly 50 fs), third-order dispersion (TOD) becomes important and must be included in the governing equation [5]. Furthermore, the fourth-order dispersion (FOD) also must be taken into account as the pulses become extremely short (below 10 fs) [6]. Moreover, with ever-increasing intensity of the incident light field, the role of quintic terms is becoming ever more important [7]. Note that, unlike the cubic model, HNLS equations modeling most practical cases are not completely integrable in general.

* Corresponding author.
E-mail addresses: qinzhou@whu.edu.cn, qzh@whu.edu.cn (Q. Zhou).

http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2017.08.034

Multi-pole solitons propagation in nonlinear media is currently a subject of intensive theoretical and experimental studies [8] These objects are composed of several fundamental solitons with alternating phases [8], and occur in many materials such as nonlocal nonlinear media [8–15] and photonic lattices Experimentally, stationary two-dimensional multipole-mode solitons have been observed in media with the thermal nonlinearity [14]. Recently, it was shown numerically that the multipole-mode solitons can be created at the interface formed between two distinct lattices in quadratic nonlinear media.

It is of interest to search for appropriate ansatz capable of accurately describing various forms and shapes of solitons in nonlinear media. Recently, Li et al. [16] introduced a complex amplitude ansatz which describe bright and dark solitary wave properties in the same expressions, to derive exact solitary wave solutions for a HNLS equation with third-order dispersion, self-steepening and self-frequency-shift effects. Subsequently, many HNLS-typed equations [17–21], have been solved by means of the ansatz of Li et al. [16]. We note that this ansatz has been also used to investigate solitary wave solutions for a model describing the interaction between fundamental wave and the second harmonic in a medium with both $\chi^{(2)}$ and $\chi^{(3)}$ nonlinearities [22].

More recently, Choudhuri and Porsezian [23] have proposed another ansatz solution composed of the product of bright and dark solitary waves, to find new type of Dark-in-the-Bright (DITB) solution also called dipole soliton for the HNLS equation with non-Kerr quintic nonlinear terms. Based on this ansatz, dipole soliton solutions were also derived for the HNLS equation with cubic-quintic-septic non-Kerr terms [24], and the NLS model describing the propagation of optical pulses in metamaterials with Kerr law nonlinearity [25].

A more general soliton ansatz combining the previously mentioned ansatze (namely, the ansatz of Li et al. [16], and the ansatz of Choudhuri and Porsezian [23]) is recently introduced by Triki et al. [26]. By virtue of this generalized ansatz, a variety of multipole solitary wave solutions, including dipole, tripole, and fifth-order solitons as well as other forms of solitary waves taking the shapes of N and W have been presented within the framework of the HNLS equation with quintic non-Kerr terms. Such solitons illustrate the potentially rich dynamics of optical pulses in highly-nonlinear media.

The extended NLS equation with third- and fourth-order dispersion terms [27],

$$\begin{aligned} & i\psi_x + \frac{1}{2}\psi_{tt} + \psi|\psi|^2 + \gamma\left(\psi_{tttt} + 6r_1\psi_t^2\psi^* + 4r_2\psi|\psi_t|^2 + 8r_3\psi_{tt}|\psi|^2\right. \\ & \left. +2r_4\psi_{tt}^*\psi^2 + 6r_5\psi|\psi|^4\right) - i\alpha_3\left(\psi_{ttt} + 6r_6|\psi|^2\psi_t + 6r_7\psi^2\psi_t^*\right) = 0, \end{aligned} \tag{1}$$

constitute a recent generalization of the NLS equation containing higher-order terms that are most important for applications in fiber optics [28,29], in Heisenberg spin chain [30], and for ocean waves [31,32], to name a few. Here, $\psi(x, t)$ represents the complex envelope of the wave, x is the propagation variable and t is the transverse variable ("time" in a moving frame). Also, the seven parameters r_j, $(j = 1, \ldots, 7)$ are free real parameters, while α_3 and γ are the parameters of third- and fourth-order dispersions, respectively.

This model contains many integrable particular cases such as the cubic NLS equation ($\gamma = \alpha_3 = 0$) [33], the Hirota equation ($\gamma = 0$, $r_6 = 1$, and $r_7 = 0$) [34,35], the Sasa-Satsuma equation ($\gamma = 0$, $r_6 = 3/2$, and $r_7 = 1/2$) [36], the Lakshmanan-Porsezian-Daniel (LPD) equation ($\alpha_3 = 0$ and $r_j = 1$ for $j = 1, \ldots, 5$) [30]. The existence of N-solitons in this complex equation has been recently investigated in Ref. [37]. For the special case where $r_i = 1$ (with $i = 1, \ldots, 6$) and $r_7 = 0$, which is a combination of Hirota and LPD equations, Ankiewicz and Akhmediev [38] have found the one, two- and three-soliton solutions by applying the Darboux transformation.

In this paper, we examine for the first time to our knowledge, the propagation properties of dipole solitons in a nonlinear non-Kerr medium that is described by the extended NLS equation (1). By adopting the ansatz solution of Choudhuri and Porsezian [23], we derive the exact dipole soliton solution of this complex equation under certain parametric conditions. All the soliton parameters are determined in terms of the physical parameters of the system. The conditions of existence of kind of soliton wave shape are also presented. Numerical results and discussions are reported.

2. Dipole soliton solution

We start the analysis by assuming a solution of the form [16,23]

$$\psi(x, t) = A(x, t)e^{i\phi_L(x,t)}, \tag{2}$$

where $A(x, t)$ is the complex envelope function and $\phi_L(x, t) = kx - \Omega t$ is the linear phase shift function. Here, k is the wave number while Ω represents the parameter of frequency shift.

Substituting Eq. (2) into Eq. (1) and removing the exponential term, one may obtain

$$\begin{aligned} & iA_x + ia_1A_t + a_2A_{tt} + a_3|A|^2A - ia_4|A|^2A_t - ia_5A^2A_t^* \\ & -a_6A + a_7|A|^4A - ia_8A_{ttt} + \gamma A_{tttt} + a_9A_t^2A^* + a_{10}|A_t|^2A \\ & +a_{11}|A|^2A_{tt} + a_{12}A^2A_{tt}^* = 0, \end{aligned} \tag{3}$$

where

$$
\begin{aligned}
a_1 &= -\Omega + 3\alpha_3\Omega^2 + 4\gamma\Omega^3,\\
a_2 &= \frac{1}{2} - 3\alpha_3\Omega - 6\gamma\Omega^2,\\
a_3 &= 1 - 6\gamma r_1\Omega^2 + 4\gamma r_2\Omega^2 - 8\gamma r_3\Omega^2 - 2\gamma r_4\Omega^2 + 6\alpha_3\Omega(r_7 - r_6),\\
a_4 &= 12\gamma r_1\Omega - 4\gamma r_2\Omega + 16\gamma r_3\Omega + 6\alpha_3 r_6,\\
a_5 &= -4\gamma r_4\Omega + 6\alpha_3 r_7 + 4\gamma r_2\Omega,\\
a_6 &= \frac{1}{2}\Omega^2 - \alpha_3\Omega^3 - \gamma\Omega^4 + k,\\
a_7 &= 6\gamma r_5,\\
a_8 &= \alpha_3 + 4\gamma\Omega,\\
a_9 &= 6\gamma r_1,\\
a_{10} &= 4\gamma r_2,\\
a_{11} &= 8\gamma r_3,\\
a_{12} &= 2\gamma r_4.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

We now adopt a complex amplitude ansatz of the form [23]:

$$A(x,t) = i\beta + \lambda \operatorname{sech}[\eta(t-\chi x)]\tanh[\zeta(t-\chi x)], \tag{5}$$

where χ is the shift of inverse group velocity, and η and ζ are the soliton width.

In the limit $\beta = \eta = 0$, the amplitude function $A(x, t)$ in Eq. (5) transforms to a dark-type soliton solution. However, in the general case when the parameters β, λ, η and ζ have nonzero values, the ansatz (5) describe the features of dipole soliton solution. We note that η, ζ, χ, k and Ω are all real values but β and λ can be real or complex numbers depending on the equation parameters.

Accordingly, we find that the amplitude function $A(x, t)$ can be written as [23]

$$|A(x,t)| = \left\{\beta^2 + [\lambda \operatorname{sech}[\eta(t-\chi x)]\tanh[\zeta(t-\chi x)]]^2\right\}^{1/2}, \tag{6}$$

and its corresponding nonlinear phase shift function $\phi_{NL}(x, t)$ is in the form [23]

$$\phi_{NL}(x,t) = \arctan\left(\frac{\beta}{\lambda \operatorname{sech}[\eta(t-\chi x)]\tanh[\zeta(t-\chi x)]}\right). \tag{7}$$

To facilitate the use of the ansatz (5) we take the case when $\eta = \zeta$. It is worth observing that if we choose the values of η different from ζ, the exact DITB solution is possible except some change in pulse width and height of the solitary wave profile [23].

By substituting Eq. (5) into Eq. (3), expanding tanh terms to sech terms, and equating the coefficient terms that contain independent combinations of tanh and sech functions to zero, we obtain the following overdetermined system of equations:

$$\beta\left[a_3\beta^2 - a_6 + a_7\beta^4\right] = 0, \tag{8a}$$

$$\lambda\eta\left[\chi - a_1 + (a_4 - a_5)\beta^2 + a_8\eta^2\right] = 0, \tag{8b}$$

$$\beta\lambda^2\left[a_3 + 2a_7\beta^2 - (a_9 - a_{10})\eta^2 + 2a_{12}\eta^2\right] = 0, \tag{8c}$$

$$\lambda\eta\left[2a_1 - 2\chi - 2(a_4 - a_5)\beta^2 + (a_4 + a_5)\lambda^2 - 20a_8\eta^2\right] = 0, \tag{8d}$$

$$\beta\lambda^2\left[a_3 + a_7(2\beta^2 - \lambda^2) - 4(a_9 - a_{10})\eta^2 + 14a_{12}\eta^2\right] = 0, \tag{8e}$$

$$3\eta\lambda^3[a_4 + a_5 - 8a_8] = 0, \tag{8f}$$

$$2\beta\lambda^2\left[a_7\lambda^2 + 2(a_9 - a_{10})\eta^2 - 6a_{12}\eta^2\right] = 0, \tag{8g}$$

$$2\eta\lambda^3[a_4 + a_5] = 0, \tag{8h}$$

$$a_7\beta\lambda^4 = 0, \tag{8i}$$

$$\lambda\left[a_2\eta^2 + a_3\beta^2 - a_6 + a_7\beta^4 + \gamma\eta^4 + (a_{11} - a_{12})\beta^2\eta^2\right] = 0, \tag{8j}$$

$$\beta\eta\lambda^2 a_5 = 0, \tag{8k}$$

$$2\lambda^3\left[a_7\lambda^2 - 2(a_9 + a_{10})\eta^2 - 3(a_{11} + a_{12})\eta^2\right] = 0, \tag{8l}$$

$$a_7\lambda^5 = 0, \tag{8m}$$

$$\lambda\left[a_3\lambda^2 - 6a_2\eta^2 + 2a_7\beta^2\lambda^2 - 60\gamma\eta^4 + (a_9 + a_{10})\eta^2\lambda^2 + (a_{11} + a_{12})\eta^2\lambda^2 - 6(a_{11} - a_{12})\eta^2\beta^2\right] = 0, \tag{8n}$$

and

$$\lambda^3\left[a_3 - a_7(\lambda^2 - 2\beta^2) + 4(a_9 + a_{10})\eta^2 + 7(a_{11} + a_{12})\eta^2\right] - 120\gamma\lambda\eta^4 = 0. \tag{8o}$$

In the following we will discuss various possible cases which enable us to find dipole solitary wave solutions for the extended NLS equation (1). For such a goal, we impose some restrictions on the parameters so that the resulting Eqs. (8a)–(8o) become compatible.

From the preceding Eqs. (8a)–(8o), we observe that if $\beta \neq 0$, it will result in that $\lambda = 0$, or all the coefficients of Eq. (3) equal to zero. However, for the existence of exact dipole soliton solution (5), one must require $\lambda \neq 0$ and analyze the wave dynamics in the presence of the equation parameters. Hence, one has to take β equal to zero. As a result, we can get the following solitary wave solution for Eq. (3)

$$A(x,t) = \lambda \operatorname{sech}[\eta(t - \chi x)] \tanh[\eta(t - \chi x)], \tag{9}$$

which implies that it is not possible to get a dipole solitary wave shape with a pronounced platform underneath it for the present model. The accordingly envelope solution will describe the evolution of a dipole soliton on a zero background.

Upon the substitution of $\beta = 0$ into Eqs. (8a)–(8o), we find the following parametric conditions

$$a_4 + a_5 = 0, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > a_9 + a_{10} = 0, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > a_{11} + a_{12} = 0, \quad a_7 = a_8 = 0, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > a_6 = \frac{11a_2^2}{100\gamma}, \tag{10}$$

together with the relations

$$a_1 = \chi, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > \eta^2 = \frac{a_2}{10\gamma}, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > \lambda^2 = \frac{6a_2^2}{5\gamma a_3}, \tag{11}$$

Consequently, we obtain from Eqs. (4) and (10) the parameters Ω and k as

$$\Omega = -\frac{\alpha_3}{4\gamma}, \tag{12}$$

$$k = -\frac{1}{2}\Omega^2 + \alpha_3\Omega^3 + \gamma\Omega^4 + \frac{11}{100\gamma}\left(\frac{1}{2} - 3\alpha_3\Omega - 6\gamma\Omega^2\right)^2, \tag{13}$$

and the constraint conditions:

$$r_5 = 0, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > 3r_1 + 2r_2 = 0, < MML : MSPACEWIDTH = "1EM"/ > 4r_3 + r_4 = 0, < MML : MSPACE$$

These parametric conditions show that only the quintic nonlinearity related to r_5 cannot contribute to the dipole soliton formation among all the other dispersive and nonlinear effects included in Eq. (1). Notice that the contribution of this kind of nonlinearity in the formation of dipole structures can only occurs if the derivative non Kerr nonlinear terms $(|\psi|^4\psi)_t$ and $\psi(|\psi|^4)_t$ are considered in the governing equation, as was proven in Ref. [23].

Further, we can find the soliton parameters from Eqs. (4) and (11) as

$$\chi = -\Omega + 3\alpha_3\Omega^2 + 4\gamma\Omega^3, \tag{15}$$

$$\eta^2 = \frac{1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2}{20\gamma}, \tag{16}$$

$$\lambda^2 = \frac{3\left(1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2\right)^2}{10\gamma\left[1 + 8\gamma\Omega^2 r_2 + 6\alpha_3\Omega(r_7 - r_6)\right]}, \tag{17}$$

Eq. (15) indicates that the shift of inverse group velocity is strongly dependent on the higher-order dispersive parameters α_3 and γ. This fact is completely different from that of the HNLS equation with non-Kerr quintic nonlinear terms [23] and the HNLS equation with cubic-quintic-septic non-Kerr terms [24] in which the shift of inverse group velocity being nil. Then, from Eq. (16), one must require $\gamma\left(1 - 6\alpha_3\Omega - 12\gamma\Omega^2\right) > 0$ in order to ensure the width η to be real.

Based upon the above finding, we can get the following solitary wave solution for Eq. (1):

$$\psi(x,t) = \lambda \operatorname{sech}[\eta(t - \chi x)] \tanh[\eta(t - \chi x)] e^{i(kx - \Omega t)}, \tag{18}$$

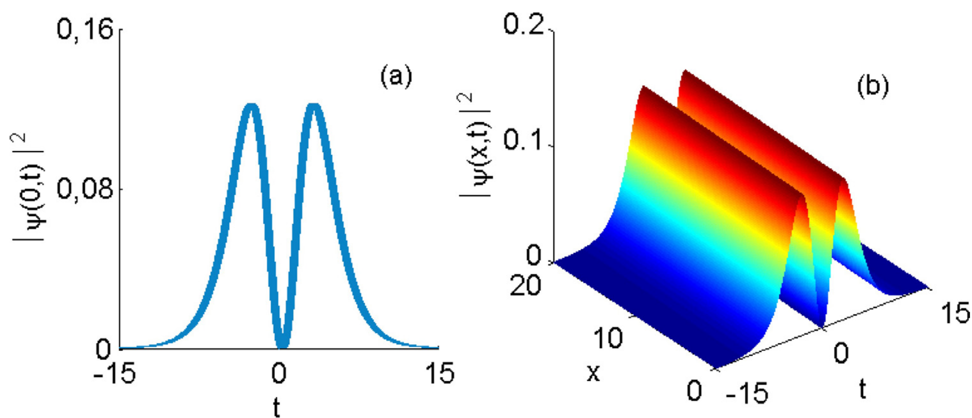


Fig. 1. (a) Intensity profile of the dipole soliton at $x = 0$ and its (b) evolution up to a distance of 20 dispersion lengths as computed from Eq. (19).

where the frequency shift Ω is given by (12), the shift of inverse group velocity χ by (15), the soliton width η by (16), the parameter k by (13), while the amplitude λ is shown in (17). This propagating envelope essentially exist under the parametric conditions (14).

The corresponding intensity is given by

$$|\psi(x,t)|^2 = \{\lambda \operatorname{sech}[\eta(t-\chi x)] \tanh[\eta(t-\chi x)]\}^2. \tag{19}$$

The intensity profile of the solitary wave solution as computed from Eq. (19), is shown in Fig. 1 for the values $r_1 = r_4 = 1$, $r_2 = -3/2$, $r_3 = -1/4$, $r_5 = 0$, $r_6 = 2/3$ and $r_7 = -1/2$. Also we take the values of the third- and fourth-order dispersions as [27]: $\alpha_3 = \gamma = 1$. It is interesting to see that the wave profile remains unchanged during evolution, which we have shown in Fig. 1(b).

Regarding the conditions for existence of dipole solitons in other higher-order NLS equations as reported in Refs. [23,24], we see that both GVD, TOD and FOD must be compensated for this type of solutions to exist. However, within the framework of extended NLS equation (1), dipole structures may exist without compensation of these dispersion effects (i.e., $\alpha_3 \neq 0$ and $\gamma \neq 0$). Moreover, we see that the shift of inverse group velocity given in Eq. (15) is dependent on the TOD and FOD related to α_3 and γ, whereas this same quantity is being nil for other NLS models studied in Refs. [23,24].

3. Conclusions

In conclusion, we have investigated the propagation properties of dipole solitons in non-Kerr media exhibiting higher-order dispersion effects. The evolution dynamics of waves in such media is described by the extended nonlinear Schrödinger equation with third- and fourth-order dispersion terms. We used a complex amplitude ansatz composed of the product of bright and dark solitary waves to derive analytical formulas for the dipole solitons. We further found the parametric conditions for the existence of such a kind of soliton wave shape. Our results showed that all the included effects play important roles in the existence of dipole structures, but the quintic nonlinearity does not contribute to their formation. In contrast to other higher-order nonlinear Schrödinger equations for which both the group velocity dispersion, third- and fourth-order dispersions must be compensated to form this kind of propagating envelope, we have seen that the effect of various dispersions are very crucial for dipole solitons to exist in systems described by the extended model.

Conflict of interest

The authors declare that there is no conflict of interest.

Acknowledgements

The fourth author (QZ) was funded by the Young Foundation of Wuhan Donghu University under the grant number 2017dhzk001 and the National Science Foundation of Hubei Province in China under the grant number 2015CFC891. The fifth author (SPM) would like to thank the research support provided by the Department of Mathematics and Statistics at Tshwane University of Technology and the support from the South African National Foundation under Grant Number 92052 IRF1202210126. The research work of eighth author (MB) was supported by Qatar National Research Fund (QNRF) under the grant number NPRP 8-028-1-001.

References

[1] C.Q. Dai, G.Q. Zhou, J.F. Zhang Zhang, Controllable optical rogue waves in the femtosecond regime, Phys. Rev. E 85 (2012) 016603.

[2] A. Hasegawa, F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical physics in dispersive dielectric fibers I: anomalous dispersion, Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 142–144.
[3] A. Hasegawa, F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical physics in dispersive dielectric fibers II: normal dispersion, Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 171–172.
[4] Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal, Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic, New York, 2003.
[5] S.L. Palacios, Optical solitons in highly dispersive media with a dual-power nonlinearity law, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5 (2003) 180–182.
[6] S.L. Palacios, J.M. Fernández-Díaz, Black optical solitons for media with parabolic nonlinearity law in the presence of fourth order dispersion, Opt. Commun. 178 (2000) 457–460.
[7] A. Chowdury, D.J. Kedziora, A. Ankiewicz, N. Akhmediev, Soliton solutions of an integrable nonlinear Schrödinger equation with quintic terms, Phys. Rev. E 90 (2014) 032922.
[8] Liangwei Dong, Fangwei Ye, Stability of multipole-mode solitons in thermal nonlinear media, Phys. Rev. A 81 (2010) 013815.
[9] Ming Shen, Xi Chen, Jielong Shi, Qi Wang, Wieslaw Krolikowski, Incoherently coupled vector dipole soliton pairs in nonlocal media, Opt. Commun. 282 (2009) 4805–4809.
[10] Chunfu Huang, Propagation of coupled dipole-mode beams in nonlocal thermal media, Opt. Commun. 284 (2011) 5786–5791.
[11] Lijuan Ge, Qi Wang, Ming Shen, Jielong Shi, Dipole solitons in nonlocal nonlinear media with anisotropy, Opt. Commun. 284 (2011) 2351–2356.
[12] Woo-Pyo Hong, Young-Dae Jung, Dynamics of surface dipole and tripole solitons in nonlocal nonlinear media with optical lattice field, Phys. Lett. A 377 (2013) 1701–1706.
[13] H. Susanto, K.J.H. Lawa, P.G. Kevrekidis, L. Tang, C. Lou, X. Wang, Z. Chen, Dipole and quadrupole solitons in optically-induced two-dimensional defocusing photonic lattices, Physica D 237 (2008) 3123–3134.
[14] C. Rotschild, M. Segev, Z. Xu, Y.V. Kartashov, L. Torner, O. Cohen, Opt. Lett. 31 (2006) 3312.
[15] Zhiyong Xu, Multipole-mode interface solitons in quadratic nonlinear photonic lattices, Phys. Rev. A 80 (2009) 053827.
[16] Z. Li, L. Li, H. Tian, G. Zhou, New types of solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation, Phys. Rev. Lett. 84 (18) (2000) 4096–4099.
[17] W.P. Hong, Optical solitary wave solutions for the higher order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic non-Kerr terms, Opt. Commun. 194 (2001) 217–223.
[18] F. Azzouzi, H. Triki, K. Mezghiche, A. El Akrmi, Solitary wave solutions for high dispersive cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation, Chaos Solitons Fractals 39 (2009) 1304–1307.
[19] H. Triki, T.R. Taha, Solitary wave solutions for a higher order nonlinear Schrödinger equation, Math. Comput. Simul. 82 (2012) 1333.
[20] A.K. Sarma, Solitary wave solutions of higher-order NLSE with Raman and self-steepening effect in a cubic-quintic-septic medium, Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 14 (2009) 3215–3219.
[21] Rongcao Yang, Lu Li, Ruiyu Hao, Zhonghao Li, Guosheng Zhou, Combined solitary wave solutions for the inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation, Phys. Rev. E 71 (2005) 036616.
[22] Huiping Tian, Jinping Tian, Zhonghao Li, Jian Zi, Optical solitary wave solutions in quadratic nonlinear media, Opt. Commun. 247 (2005) 225–232.
[23] A. Choudhuri, K. Porsezian, Dark-in-the-Bright solitary wave solution of higher-order nonlinear Schrödinger equation with non-Kerr terms, Opt. Commun. 285 (2012) 364–367.
[24] F. Azzouzi, H. Triki, Ph. Grelu, Dipole soliton solution for the homogeneous high-order nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic-septic non-Kerr terms, Appl. Math. Model. 39 (2015) 1300–1307.
[25] H. Triki, A. Biswas, S.P. Moshokoa, M. Belic, Dipole solitons in optical metamaterials with Kerr law nonlinearity, Optik 128 (2017) 71–76.
[26] H. Triki, F. Azzouzi, P. Grelu, Multipole solitary wave solutions of the higher-order nonlinear Schrödinger equation with quintic non-Kerr terms, Opt. Commun. 309 (2013) 71–79.
[27] A. Ankiewicz, Y. Wang, S. Wabnitz, N. Akhmediev, Extended nonlinear Schrödinger equation with higher-order odd and even terms and its rogue wave solutions, Phys. Rev. E 89 (2014) 012907.
[28] M.J. Potasek, M. Tabor, Phys. Lett. A 154 (1991) 449.
[29] S.B. Cavalcanti, J.C. Cressoni, H.R. da Cruz, A.S. Gouveia-Neto, Phys. Rev. A 43 (1991) 6162.
[30] M. Lakshmanan, K. Porsezian, M. Daniel, Effect of discreteness on the continuum limit of the Heisenberg spin chain, Phys. Lett. A 133 (1988) 483–488.
[31] Yu.V. Sedletskii, J. Exp. Theor. Phys. 97 (2003) 180 [124, 200 (2003)].
[32] A.V. Slunyaev, J. Exp. Theor. Phys. 101 (2005) 926 [128, 1061 (2005)].
[33] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, Solitons, Nonlinear Pulses and Beams, Chapman and Hall, London, 1997, See Sec. 2.7.
[34] R. Hirota, Exact envelope-soliton solutions of a nonlinear wave equation, J. Math. Phys. 14 (1973) 805.
[35] A. Ankiewicz, J.M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, Rogue waves and rational solutions of the Hirota equation, Phys. Rev. E 81 (2010) 046602.
[36] N. Sasa, J. Satsuma, J. Phys. Soc. Jpn. 60 (1991) 409.
[37] Emmanuel Yomba, Gholam-Ali Zakeri, N-soliton interactions in an extended Schrödinger equation with higher order of nonlinearities, Physica B 483 (2016) 26–36.
[38] Adrian Ankiewicz, Nail Akhmediev, Higher-order integrable evolution equation and its soliton solutions, Phys. Lett. A 378 (2014) 358–361.